

---

Ballistische Elektronen Emissions Mikroskopie  
(BEEM)  
an  
Ferromagnet – Halbleitergrenzflächen

---

**Dissertation**

zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften  
(Dr. rer. nat.)  
der Naturwissenschaftlichen Fakultät II – Physik  
der Universität Regensburg

vorgelegt von  
Sandra Oberhuber, geb. Schmaunz  
aus Freising

April 2007

Promotionsgesuch eingereicht am: 3. April 2007

Tag der mündlichen Prüfung: 23. Mai 2007

Diese Arbeit wurde angeleitet von Dr. Johann Vancea und Prof. Dr. Christian Back

**Prüfungsausschuss:**

Vorsitzender	Prof. Dr. Tilo Wettig
Erstgutachter	Prof. Dr. Christian Back
Zweitgutachter	Prof. Dr. Christian Schüller
weiterer Prüfer	Prof. Dr. Alfons Penzkofer

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung, Motivation und Zielsetzung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Die Metall–Halbleitergrenzfläche</b>	<b>4</b>
2.1	Die ideale Schottkybarriere . . . . .	4
2.2	Vom idealen zum realen Schottkykontakt . . . . .	6
2.2.1	Das MIGS Modell (Metal Induced Gap States) . . . . .	9
2.2.2	Das UDM Modell (Unified Defect Model) . . . . .	10
2.2.3	Bildkrafteffekt . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Bestimmung der integralen Barrierenhöhe aus konventionellen Strom–Spannungskennlinien</b>	<b>13</b>
3.1	Stromtransport an Schottkykontakten . . . . .	13
3.2	Nordeplot zur Bestimmung der integralen Schottkybarrierenhöhe . . . . .	17
3.3	Modelle zur Beschreibung inhomogener Schottkybarrieren . . . . .	19
3.3.1	Verallgemeinertes Parallel–Leistungsmodell . . . . .	19
3.3.2	Der Pinch-off Effekt . . . . .	21
<b>4</b>	<b>Schottkybarrieren auf GaAs</b>	<b>26</b>
4.1	Der Ideality Faktor $n$ . . . . .	26
4.2	Wachstum von Eisen auf GaAs(100) und GaAs(110) . . . . .	27
4.3	Metallkontakte auf GaAs . . . . .	28
<b>5</b>	<b>Messung der lokalen Schottkybarrierenhöhe mit der Ballistischen Elektronen Emissions Mikroskopie</b>	<b>35</b>
5.1	Aufbau und Funktionsprinzip . . . . .	35
5.2	Theoretische Beschreibung nach Bell und Kaiser . . . . .	37
5.3	Näherungen der Bell–Kaisergleichung . . . . .	46
5.4	Die ballistische Weglänge . . . . .	47
5.5	Signal–Rauschverhältnis in den BEEM Spektren . . . . .	49

<b>6</b>	<b>Die untersuchten Systeme und die verwendete Messmethode</b>	<b>52</b>
6.1	Metallisierung mit Hilfe der Molekularstrahlepitaxie . . . . .	52
6.2	Die Herstellung der Schottkydioden . . . . .	53
6.3	BEEM und BEES: Apparatur und Messmethode . . . . .	56
6.4	Fitroutine zur Datenanalyse basierend auf der Bell-Kaisergleichung . . . . .	57
<b>7</b>	<b>Ergebnisse und Diskussion der lokalen Messungen an Ferromagnet / GaAs Systemen</b>	<b>61</b>
7.1	Fehlerbetrachtung . . . . .	62
7.2	Testdioden . . . . .	63
7.2.1	Au (6 nm) / n-GaAs <sub>67</sub> P <sub>33</sub> (100) . . . . .	63
7.2.2	Fe (1 nm) / n-GaAs(100) . . . . .	65
7.2.3	Au (6 nm) / n-GaAs(110) Spaltkante . . . . .	68
7.3	Ferromagnet / GaAs(110) Dioden . . . . .	71
7.3.1	Fe (1 nm) / n-GaAs(110) Spaltkante . . . . .	71
7.3.2	Co (1 nm) / n-GaAs(110) Spaltkante . . . . .	73
7.3.3	Fe <sub>50</sub> Co <sub>50</sub> (1 nm) / n-GaAs(110) Spaltkante . . . . .	75
7.4	Ferromagnet / GaAs Schottky Kontakte . . . . .	77
7.4.1	Zusammenfassung der Ergebnisse . . . . .	77
7.4.2	Diskussion . . . . .	78
7.4.3	Mikroskopischer Ursprung der integralen Schottkybarrierenhöhe . . . . .	81
<b>8</b>	<b>BEEM an lateralen Heterostrukturen</b>	<b>83</b>
8.1	Anwendungsmöglichkeiten aus der Literatur . . . . .	83
8.1.1	BEEM an Quantendrähten und Quantenpunkten . . . . .	83
8.1.2	BEEM an überwachsenen Spaltkanten . . . . .	86
8.2	Eigene BEEM Untersuchungen an Heterostrukturen . . . . .	90
8.2.1	Au (6 nm) / (GaAs – AlGaAs)(110)–Heterostruktur . . . . .	91
8.2.2	Fe (1 nm) / (GaAs – AlGaAs)(110)–Heterostruktur . . . . .	98
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>102</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>106</b>

# 1 Einleitung, Motivation und Zielsetzung

Die Entdeckung des Riesenmagnetowiderstand-Effekts (Giant Magneto Resistance, GMR) im Jahr 1988 durch Grünberg [1] und Fert [2] lenkte das Forschungsinteresse auf die zweite intrinsische Eigenschaft des Elektrons, seinen Spin und das damit verbundene magnetische Moment. Das Forschungsgebiet der Spintronik, oder auch Magnetoelektronik, befasst sich mit physikalischen Systemen, bei denen der Spin Freiheitsgrad der Elektronen genutzt werden soll.

Bis heute wurden einige mögliche Spintransistoren bestehend aus einer Ferromagnet/Halbleiter/Ferromagnet Abfolge vorgeschlagen und im Labor realisiert. Die Spininjektion aus einem ferromagnetischen Metall in einen Halbleiter ist grundlegend für die Realisierung eines funktionsfähigen Bauteils. Es stellt sich die Frage nach der lokalen Beschaffenheit der Ferromagnet/Halbleiter Schottkybarrierenhöhe. Lokale Defekte in der Schottkybarriere können eine Reduzierung der Spin-Polarisation bewirken [3].

Inhomogene Grenzflächen können Bereiche sehr niedriger Schottkybarrierenhöhe enthalten. Der Stromtransport findet bevorzugt über diese Kanäle statt und die Spinfilter Wirkung wird dadurch unterdrückt. Eine Charakterisierung der Schottkybarrierenhöhe im Nanometerbereich ist für die Optimierung dieser Grenzfläche sehr vorteilhaft.

Strom-Spannungs-, Kapazitäts-Spannungs- oder Fotoemissionskennlinien sind die klassischen Methoden zur Bestimmung der Schottkybarrierenhöhe. Dabei werden die elektronischen Eigenschaften über die gesamte Metall-Halbleitergrenzfläche gemittelt.

Die Ballistische Elektronen Emissions Mikroskopie (BEEM) bietet als einzige Messmethode die Möglichkeit, die lokalen elektronischen Eigenschaften vergrabener Grenzflächen mit einer Auflösung im Nanometerbereich zu untersuchen.

Das BEEM wurde 1988 von Bell und Kaiser [4, 5] entwickelt und basiert auf einem Raster Tunnel Mikroskop (STM) in einer drei Elektrodenanordnung. Aus der STM Spitze (Emitter) werden heiße Elektronen in das Metall (Basis) emittiert, die zu einem kleinen Prozentsatz den Metallfilm ballistisch durchqueren. Wird ein Elektron im Metall oder an der Grenzfläche zum Halbleiter gestreut, ändert es seine Richtung und/oder verliert einen Energiebetrag und kann im Halbleiter nicht mehr detektiert werden. Die Schottkybarriere hat die Funktion eines Energiefilters. Der ungestreute Anteil, der aus der Tunnelspitze

emittierten Elektronen, wird im Halbleiter (Kollektor) als Kollektorstrom detektiert, sobald ihre Energie die Schottkybarrierenhöhe übersteigt. Der Metall–Halbleiterkontakt ist dabei spannungsfrei.

Mit der Ballistischen Elektronen Emissions Mikroskopie steht eine Methode zur Verfügung, die es ermöglicht die nanoskopische Verteilung der Schottkybarrierenhöhen aufzulösen und lokale Unterschiede in der Elektronentransmission durch den Metallfilm abzubilden.

Diese Arbeit war eingegliedert in das Forschungsprogramm der Forschergruppe FOG 370 Ferromagnet–Halbleiter–Nanostrukturen: Transport, elektrische und magnetische Eigenschaften. Ziel war es, den spinabhängigen Ladungstransport über Grenzflächen zwischen ferromagnetischen Metallen und zweidimensionalen Elektronengasen (2DEGs) in III-V-Halbleitern durch Ausbildung einer Schottkybarriere geeigneter Höhe und Breite zu realisieren und den Einfluss wichtiger Material- und Geometrieparameter zu untersuchen.

Eisen Kobalt Schichten sollen epitaktisch auf die (110) Spaltfläche eines GaAs Wafers gewachsen werden, in welchem ein 2DEG aus GaAs/AlGaAs an die Spaltfläche reicht.

Die Legierung aus  $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x$  ( $x < 0.8$ ) besitzt dieselbe Struktur und Gitterkonstante wie Eisen und sollte wie dieses epitaktisch auf der GaAs(110) Spaltkante aufwachsen. Durch die Variation der Dicke und Zusammensetzung der FeCo Schicht kann die magnetische Anisotropie nach der Symmetrie (zweizählig - vierzählig) in weiten Grenzen eingestellt werden [6, 7]. Damit besteht die Möglichkeit das magnetische Verhalten einzelner Kontakte in gewünschter Weise zu realisieren.

Die lokale Beschaffenheit der Grenzfläche zwischen Ferromagnet und Halbleiter soll im Rahmen der vorliegenden Arbeit mit Hilfe der Ballistischen Elektronen Emissions Mikroskopie systematisch untersucht werden.

Für die Durchführung der Experimente ist es notwendig ein bestehendes UHV-STM zum BEEM auszubauen. Für die Auswertung der BEEM Messungen ist es erforderlich ein Fitprogramm zu erstellen.

Es sollen Fe, Co und FeCo /GaAs(110) Schottkydioden hergestellt und die Verteilung der lokalen Schottkybarrierenhöhe mittels BEEM bestimmt werden. Aus der für jedes Metall Halbleiter System ermittelten lokalen Verteilung der Schottkybarrierenhöhen soll der Einfluss auf die integrale Barrierenhöhe, und damit der mikroskopische Ursprung der integralen Barrierenhöhe, diskutiert werden.

Es sollen weiterhin  $(\text{GaAs} / \text{AlGaAs})_n$  Spaltkanten mit Gold und Eisen überwachsen werden. Aus dem Unterschied in den Schottkybarrierenhöhen zwischen AlGaAs und GaAs für dieselbe Metallisierung kann der Leitungsbandabstand bestimmt werden. An gewach-

---

senen lateralen 2DEG GaAs / AlGaAs Heterostrukturen soll der Verlauf der Schottkybarrierenhöhe über zwei unterschiedliche Gebiete gemessen werden.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt. In den ersten beiden Kapiteln wird die Entstehung der Schottkybarriere und die Bestimmung dieser aus konventionellen Strom-Spannungskennlinien beschrieben. Es wird der Transport durch inhomogene Schottkykontakte vorgestellt. In Kapitel 4 wird ein kurzer Überblick über Schottkybarrieren auf GaAs gegeben. Von Interesse sind hier u.a. der Ideality Faktor und das epitaktische Wachstum von Eisen auf GaAs(110). Der Ideality Faktor ist ein Maß für die Homogenität der Grenzfläche.

Das Ballistische Elektronen Emissions Mikroskop wird in Kapitel 5 vorgestellt, zusammen mit der Herleitung der Theorie nach Bell und Kaiser [4, 5]. Es wird kurz auf zwei in der Literatur verwendete Näherungen eingegangen und das Rauschen in den BEEM-Spektren abgeschätzt. Kapitel 6 widmet sich der Herstellung der untersuchten Systeme und der Messmethode. Weiterhin wird in diesem Kapitel das selbst programmierte Fitprogramm vorgestellt.

In Kapitel 7 werden die Ergebnisse an den Fe, Co und FeCo/GaAs(110) Spaltkanten und drei verschiedenen Testdioden vorgestellt. Kapitel 8 beinhaltet die Ergebnisse der Messungen an den GaAs / AlGaAs Heterostrukturen. Hier wird die Leistungsfähigkeit der Ballistischen Elektronen Emissions Mikroskopie zur Untersuchung und Charakterisierung vergrabener Quantenstrukturen aufgezeigt. Schließlich werden die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zusammengefasst.

## 2 Die Metall–Halbleitergrenzfläche

In diesem Kapitel wird zunächst das idealisierte Modell von Schottky und Mott [8, 9] für die Beschreibung einer idealen Schottkybarriere erläutert. Schottky und Mott gehen von der Annahme aus, dass an der Metall–Halbleitergrenzfläche keine Grenzflächenzustände existieren. Experimente haben gezeigt, dass dieses Modell für die meisten Metall–Halbleiterkontakte einen falschen Wert für die Schottkybarrierenhöhe liefert.

Der zweite Abschnitt befasst sich mit der Beschreibung einer realen Schottkydiode. Bardeen [10] erklärte die Abweichung vom Schottkymodell durch Grenzflächenzustände. Zwei Modelle haben dabei besondere Beachtung gefunden. Das „Metal Induced Gap States“ (MIGS) Modell von Heine [11] nimmt an, dass durch die Störung der Translationssymmetrie neue elektronische Zustände an der Oberfläche induziert werden. Diese wechselwirken mit der Wellenfunktion der Metall Leitungsbandelektronen und können das Fermi Niveau pinnen. Das Defekt-Modell von Spicer et al [12–14] erklärt die Grenzflächenzustände durch donator- oder akzeptorartige Defektzustände.

Anschließend wird der Bildkrafteffekt, der eine Abnahme der Barrierenhöhe bewirkt, und das Parallel–Leistungsmodell für inhomogene Kontakte vorgestellt.

Da in der Arbeit n-dotierte Halbleiter verwendet wurden, wird die Beschreibung der Modelle auf diese beschränkt.

### 2.1 Die ideale Schottkybarriere

1847 entdeckte Braun den gleichrichtenden Effekt von Metall–Halbleiterkontakten [15]. Schottky [8] und Mott [9] erklärten diesen 1938 durch die Existenz einer Energiebarriere zwischen Metall und Halbleiter. Ist die Austrittsarbeit des Metalls  $\Phi_M$  größer als die des n-Halbleiters  $\Phi_{HL}$ , bildet sich ein gleichrichtender Kontakt aus [16]

$$\Phi_M > \Phi_{HL} \quad \Rightarrow \quad \text{gleichrichtender Kontakt} \quad (2.1)$$

$$\Phi_M < \Phi_{HL} \quad \Rightarrow \quad \text{ohmscher Kontakt.} \quad (2.2)$$



Beim Kontakt zwischen Metall und Halbleiter findet ein Ladungsausgleich an der Grenzfläche statt,

$$Q_M + Q_{HL} = 0 \quad (2.3)$$

der eine Angleichung der Fermienergien bewirkt. In Abbildung 2.1 sind die Energiediagramme vor und nach dem Kontakt von Metall und Halbleiter dargestellt. Im Grenzflächenbereich bildet sich an der Oberfläche von Metall und Halbleiter eine Raumladungszone aus. Wegen der hohen Ladungsträgerkonzentration beträgt die Breite der Raumladungszone im Metall wenige Ångström. Im Halbleiter kann sie in Abhängigkeit von der Dotierkonzentration einige  $\mu\text{m}$  betragen.

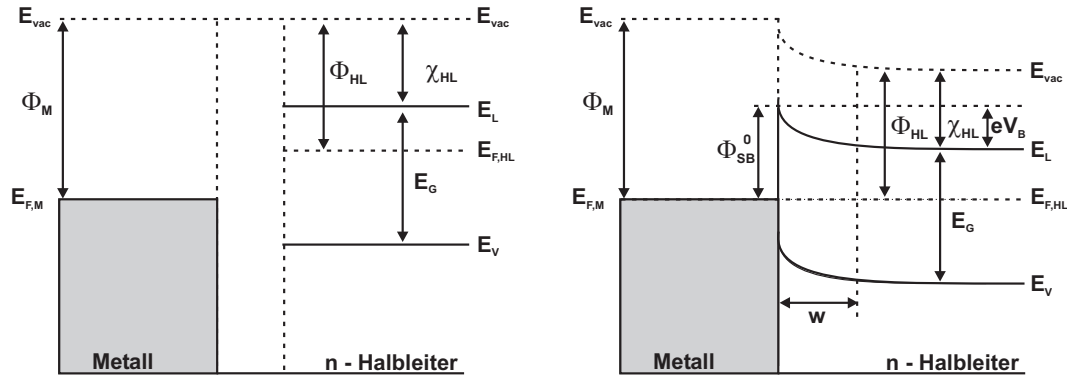


Abb. 2.1: Schematisches Energiediagramm des Metall-Halbleiterkontakts im thermischen Gleichgewicht nach dem Modell von Schottky und Mott [8, 9]. **Links** ist der Zustand vor und **rechts** nach der Kontaktierung dargestellt.

$\Phi_M, \Phi_{HL}$ : Austrittsarbeit des Metalls und des Halbleiters

$\chi_{HL}$ : Elektronenaffinität

$E_{vac}, E_{F,M}, E_{F,HL}$  und  $E_G$ : Energieniveau des Vakuums, der Fermienergie im Metall, bzw. im Halbleiter und die Größe der Bandlücke im Halbleiter

$\Phi_{SB}^0$ : Energiebarriere nach der Kontaktierung

$w$ : Raumladungszone

$V_B$ : Diffusionsspannung

Der Potentialverlauf  $\Phi(z)$  in der Raumladungszone senkrecht zur Grenzfläche ist durch die Poissonsgleichung gegeben

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \Phi(z) = \frac{\rho(z)}{\epsilon_{HL}}, \quad (2.4)$$

mit der Dielektrizitätskonstanten  $\epsilon_{HL}$  des Halbleiters und der Ladungsdichte  $\rho$ . Für einen n-Halbleiter mit  $|eV_B| \gg k_B T$  ist diese innerhalb der Verarmungszone durch die Dotie-

rungskonzentration  $\rho = eN_D$  gegeben. Die Lösung ist ein parabolischer Potentialverlauf, der auch als Bandverbiegung bezeichnet wird [16–18]

$$\Phi(z) = -\frac{eN_D}{2\epsilon_{HL}}(w-z)^2, \quad (2.5)$$

mit der Verarmungszone

$$w = \sqrt{\frac{\epsilon_{HL}k_BT}{e^2N_D} \left( \frac{2eV_B}{k_BT} - 1 \right)}, \quad (2.6)$$

dem Abstand  $z$  zur Grenzfläche, der Schottkybarrierenhöhe  $\Phi_{SB}$  und der Bandverbiegung  $eV_B$ .

Dabei beträgt die maximale Feldstärke  $E_m$  an der Metall–Halbleitergrenzfläche

$$E_m = \sqrt{\frac{2N_D}{\epsilon_{HL}}(eV_B - k_BT)} \quad (2.7)$$

Die Höhe der Schottkybarriere errechnet sich nach Schottky und Mott aus der Differenz der Austrittsarbeit des Metalls  $\Phi_M$  und der Elektronenaffinität des Halbleiters  $\chi_{HL}$

$$\Phi_{SB}^0 = \Phi_M - \chi_{HL}. \quad (2.8)$$

Für die meisten Halbleiter wird die Abhängigkeit der Schottkybarriere von der Austrittsarbeit des Metalls nicht beobachtet [19]. Dies läßt sich mit der Existenz von Grenzflächenzuständen erklären, die in diesem Modell vernachlässigt und im nächsten Abschnitt erläutert werden.

## 2.2 Vom idealen zum realen Schottkykontakt

Bardeen [10] erklärte 1947 die Abweichung vom Schottkymodell durch Grenzflächenzustände zwischen Metall und Halbleiter. Diese können durch Oberflächenzustände des Halbleiters, durch die Änderung dieser Zustände bei der Metallisierung oder durch Oxidation verursacht werden.

### Oberflächenzustände

Die Atome im Inneren eines Kristalls sind so angeordnet, dass keine Nettokraft auf sie wirkt. Die Gleichgewichtsposition der Oberflächenatome unterscheidet sich von der im Kristall aufgrund fehlender nächster Nachbarn. Die Atome an der Oberfläche versuchen durch Relaxation oder Rekonstruktion die Oberflächenenergie zu minimieren. Unter Relaxation versteht man eine Änderung der Abstände und Winkel, wobei die Symmetrie zum Festkörperinneren (bulk) parallel zur Oberfläche erhalten bleibt. Eine Änderung der

Symmetrie wird als Rekonstruktion bezeichnet. In beiden Fällen ändern sich die energetischen Verhältnisse und es können Oberflächenzustände entstehen [16]. In Abbildung 2.2 ist die relaxierte GaAs(110) Oberfläche skizziert. Diese Struktur wurde von Duke, Mailhot und Chadi [20] über „Elastic Low-Energy Electron Diffraction“ (ELEED) bestimmt. Die Gallium Atome sind ins Halbleiterinnere verschoben. Die Arsen Atome sind weiter vom Festkörper entfernt. Diese Verschiebungen ändern die Symmetrie nicht.

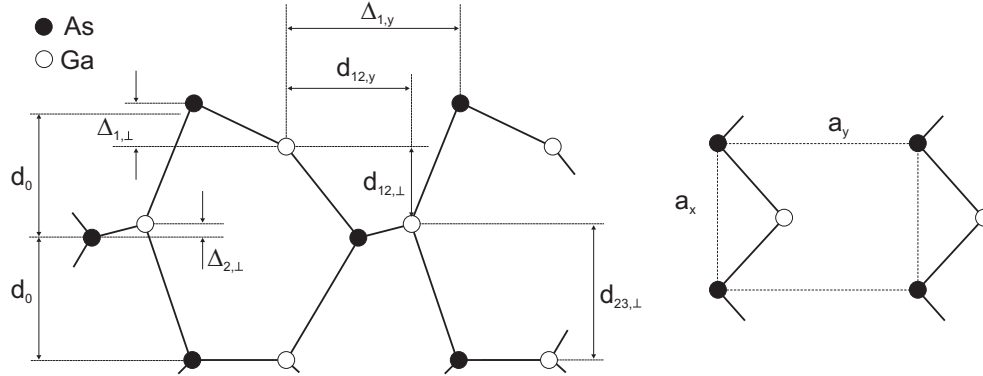


Abb. 2.2: **Links:** Schematische Darstellung der Geometrie einer relaxierten GaAs(110) Oberfläche. **Rechts** ist die zugehörige Einheitszelle an der Oberfläche dargestellt. Tabelle 2.1 beinhaltet die Werte der Parameter.

$$\text{Schichtabstand: } d_0 = a_0/2\sqrt{2},$$

$$\text{Gitterkonstanten: } a_y = a_0 \text{ und } a_x = a_0\sqrt{2},$$

$$a_0: \text{Gitterkonstante des GaAs Kristalls [20].}$$

$a_0$	$\Delta_{1,\perp}$	$\Delta_{1,y}$	$d_{12,\perp}$	$d_{12,y}$
5.654	0.69	4.52	1.44	3.34

Tab. 2.1: Werte der in Abbildung 2.2 verwendeten Parameter [20].

Abbildung 2.2 zeigt eine atomar saubere Oberfläche, d.h. die Zusammensetzung der Oberfläche entspricht der im Festkörper. Dies kann beim Brechen von Spaltkanten im Ultrahochvakuum (UHV) erreicht werden. Unter normalen Bedingungen ist die Oberfläche innerhalb von Sekunden mit einer oder mehr Atomlagen Adsorbaten, organischen und anorganischen Verunreinigungen, bedeckt. Weiterhin kann durch fehlende Atome oder Versetzungen das Gitter gestört sein. Dies und die Adsorbate können ebenfalls Oberflächenzustände erzeugen.

Oberflächenzustände können in Experimenten beobachtet werden und bilden oft zweidimensionale elektronische Bänder. Diese können mit Valenz- und Leitungsband überlappen und sind nahe der Oberfläche lokalisiert. Diskrete oder auch kontinuierliche Oberflächen-

zustände können sich innerhalb der Bandlücke befinden.

Bei einer sauberen, stufenfreien GaAs(110) Spaltfläche werden keine Oberflächenzustände innerhalb der Bandlücke beobachtet. Die besetzten Oberflächenzustände liegen unterhalb der Valenzbandunterkante. Die freien Oberflächenzustände liegen oberhalb der Leitungsbandunterkante [21, 22]. Abbildung 2.3 zeigt dies schematisch. Die Oberflächenzustände weisen in diesem Fall keine Nettoladung auf und es findet keine Bandverbiegung statt.

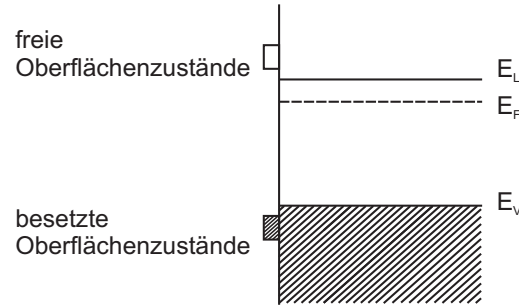


Abb. 2.3: Schematische Darstellung der Oberflächenzustände einer GaAs(110) Spaltfläche [16].

Aus theoretischen Rechnungen ist bekannt, dass bei einer nicht relaxierten Oberfläche Zustände innerhalb der Bandlücke existieren. Liegen die Oberflächenzustände innerhalb der Bandlücke, fließen Elektronen aus dem Halbleiterinneren in diese freien Zustände und es bildet sich eine Raumladungszone aus. Bardeen postulierte, dass auch nach dem Kontakt von Metall und Halbleiter die Oberflächenzustände als Grenzflächenzustände weiterbestehen. Liegen diese in ausreichend großer Konzentration vor,  $D_I > 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , wird die Bandverbiegung an der Grenzfläche alleine durch sie bestimmt. Das Fermi Niveau wird bei einem Wert  $\Phi_0$ , welcher der Neutralität der Halbleiteroberfläche genügt, gepinnt.

Die Schottkybarriere ist dann unabhängig von der Austrittsarbeit des Metalls [16, 18]

$$\Phi_{SB}^0 = E_G - E_F \approx E_G - \Phi_0 \quad (\text{Bardeen Limit}). \quad (2.9)$$

Die Entstehung der Schottkybarriere nach dem Bardeen Modell zeigt Abbildung 2.4.

Cowley und Sze [23] erweiterten das Modell um eine isolierende Zwischenschicht der Dicke  $\delta$  und der relativen Dielektrizitätskonstanten  $\epsilon_I$ . Dabei wird angenommen, dass die Konzentration der Grenzflächenzustände  $D_I$  konstant ist und dass es ein Neutralitätsniveau  $\Phi_0$  gibt.

Damit erhält man für die Schottkybarrierenhöhe

$$\Phi_{SB}^0 = \gamma (\Phi_M - \chi_{HL}) + (1 - \gamma) (E_G - \Phi_0), \quad (2.10)$$

$$\gamma = \frac{\epsilon_I \epsilon_0}{\epsilon_I \epsilon_0 + e \delta D_I}.$$

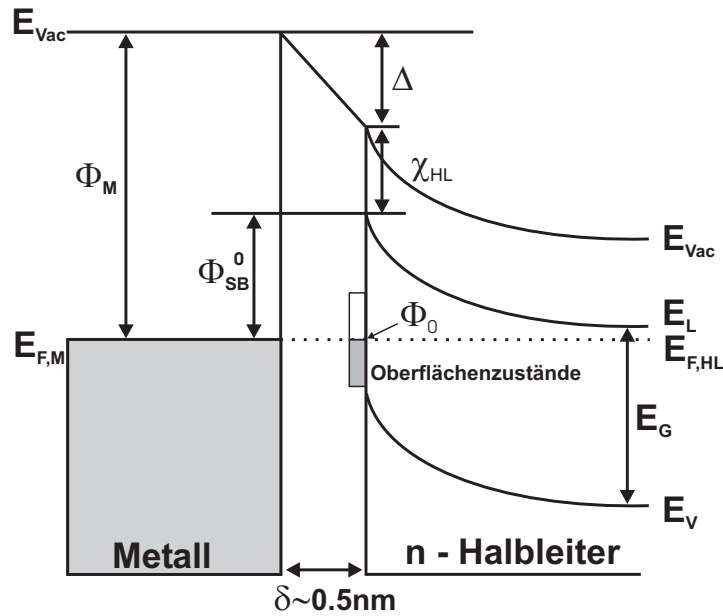


Abb. 2.4: Schematisches Energiediagramm der Metall-Halbleitergrenzfläche nach dem Bardeen Modell.

$\Delta$ : Potentialabfall über die Grenzfläche

$\Phi_0$ : Neutralitätsniveau der Halbleiteroberfläche

Bezüglich der Herleitung von Gleichung (2.10) wird auf [16, 23] verwiesen.

Für große Konzentrationen  $D_I > 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  ergibt sich das Bardeen Limit, Gleichung (2.9). Für  $D_I \rightarrow 0$  erhält man das Schottkymodell, Gleichung (2.8)

In einer Vielzahl von Experimenten wurde gezeigt, dass bereits eine Submonolage Metall ausreicht, um das Fermi Niveau einheitlich zu pinnen. Um den Ursprung der Grenzflächenzustände zu erklären, wurden einige Modelle [24–26] entwickelt. Die beiden grundlegenden Modelle werden im Folgenden kurz vorgestellt.

### 2.2.1 Das MIGS Modell (Metal Induced Gap States)

Heine [11] schlug 1965 ein erstes Modell zur Erklärung des Ursprungs der Grenzflächenzustände vor. Er betrachtete die Anpassung der Wellenfunktionen und folgerte, dass die Wellenfunktion der Leitungselektronen im Metall exponentiell in den Halbleiter abfällt, vgl. Abbildung 2.5.

Die Zerstörung der Translationssymmetrie durch die Grenzfläche genügt, um neue elektronische Eigenzustände an der Oberfläche zu induzieren. Shockley [27] und Tamm [28] zeigten, dass auch Lösungen der Schrödingergleichung für komplexe Wellenvektoren innerhalb der Halbleiterenergielücke existieren. Koppelt man diese mit den Vakuumzuständen,

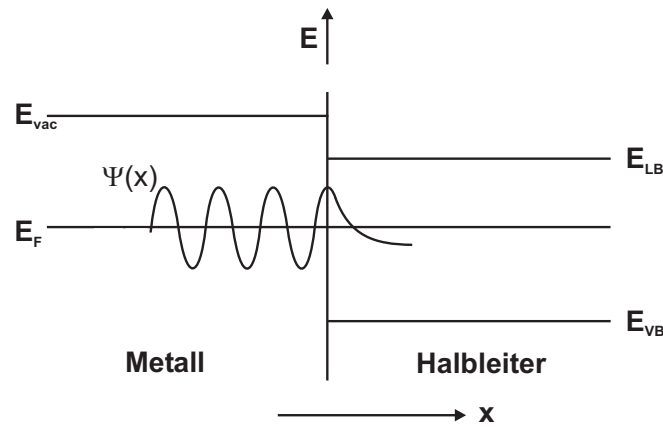


Abb. 2.5: Wellenfunktion der Leitungselektronen des Metalls an der Schottkybarriere [18].

so erhält man lokalisierte Zustände an der Grenzfläche zwischen Halbleiter und Vakuum, „Virtual Gap States“ (VIGS). Heine zeigte, dass der exponentielle Abfall der Wellenfunktion der Leitungsbändelektronen des Metalls durch die VIGS der komplexen Bandstruktur des Halbleiters bewirkt wird. Sie verhalten sich wie ortsgebundene Oberflächenzustände und können das Fermi Niveau pinnen. Diese Zustände setzen sich aus Valenz- und Leitungsbandszuständen zusammen [16, 18, 29].

Experimentelle Hinweise auf die Existenz von VIGS und MIGS lieferten lokale tunnelspektroskopische Messungen von Clustern auf Halbleiteroberflächen [30–32]. Das MIGS Modell wurde später in detaillierten Rechnungen weiterentwickelt, z.B. von Tersoff [33] oder Louie und Cohen [34, 35].

### 2.2.2 Das UDM Modell (Unified Defect Model)

Dieses Modell wurde von Spicer et al [12–14] vorgeschlagen. Strukturelle Defekte in der Grenzfläche führen zu einem festgehaltenen Fermi Niveau in den III–V Halbleitern bei nahezu gleicher Energie, unabhängig von Metall und Adsorbaten. Nach Talin [36] besteht kein Unterschied in der Schottkybarrierenhöhe bei Verwendung von reinen und oxidierten GaAs Oberflächen. Erklärt wurde dies mit dem Vorhandensein von donator- und akzeptorartigen Defektzuständen in der Nähe der Bandlückenmitte. Rechnungen haben gezeigt, dass nicht besetzte Gitterplätze [37], der Austausch zweier Gitteratome in polaren Halbleitern [38] oder Gitterfehler zu solchen Defektzuständen führen.

Zum Verständnis der Grenzflächenzustände wurden verschiedene Experimente durchgeführt. Durch die Präparation im Ultrahochvakuum kann die Bildung von Defekten unterdrückt werden. Wird die Herstellung zusätzlich bei tiefen Temperaturen durchgeführt,

können große Cluster und Wechselwirkungen, wie Interdiffusion und chemische Reaktionen, unterbunden werden [39, 40]. Bei tiefen Temperaturen ist die maximale Bandverbiegung bei einer Bedeckung von 1 nm noch nicht erreicht, bei Raumtemperatur geschieht dies im Submonolagenbereich. Der Beginn der Bandverbiegung ist mit dem Auftreten der MIGS, und damit mit der Größe der Metallcluster verbunden [30]. Zur Erklärung des Fermi Niveaupinnings dient die Vorstellung, dass sich bei Clustern mit metallischem Charakter die Verarmungszone nicht nur in das Halbleiterinnere bildet, sondern auch in lateraler Richtung [19]. Dies führt bei nicht zu großem Clusterabstand zu einem nahezu einheitlichen Fermi Niveaupinning [30, 39].

Zur Beschreibung beliebiger Schottkybarrieren existiert keine einheitliche und exakte Theorie. Mönch kombinierte beide Modelle [19, 41]. Die Barrierenhöhe wird bei Defektzustandsdichten unter  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  durch MIGS, bei Defektzustandsdichten über  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  durch Defektzustände bestimmt.

### 2.2.3 Bildkrafteffekt

Überquert ein Elektron die Metall-Halbleitergrenzfläche, induziert es in der Metallschicht durch Polarisierung eine Gegenladung, die eine attraktive Wechselwirkung ausübt. Es entsteht das sogenannte Bildladungspotential

$$eV_{im} = \frac{e^2}{16\pi\epsilon_{HL}x}. \quad (2.11)$$

Wie in der Skizze 2.6 dargestellt ist, addieren sich Bildladungspotential  $eV_{im}$  und der parabolische Potentialverlauf  $eV_B$  in der Raumladungszone. Die Schottkybarriere wird um  $\Delta\Phi_{BK}$  abgesenkt und das Barrierenmaximum um  $x_m$  ins Halbleiterinnere verschoben.

Mit  $\epsilon_{HL}$  als Dielektrizitätskonstante des Halbleiters ergibt sich nach [16, 17, 42]

$$\Delta\Phi_{BK} = \sqrt[4]{\frac{e^6 N_D (eV_B - k_B T)}{8\pi^2 \epsilon_{HL}^3}} \quad (2.12)$$

$$x_m = \frac{1}{4} \sqrt[4]{\frac{e^2}{2\pi^2 \epsilon_{HL} N_D (eV_B - k_B T)}}. \quad (2.13)$$

Somit erhält man für die effektive Schottkybarrierenhöhe

$$\Phi_{SB} = \Phi_{SB}^0 - \Delta\Phi_{BK}. \quad (2.14)$$

Nach Sze [17] hat die Dielektrizitätskonstante für GaAs den Wert  $\epsilon_{HL} = 13.1 \epsilon_0$ .

Mit  $N_D = 2.4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $eV_B = 0.95 \text{ eV}$  und  $T = 300 \text{ K}$  erhält man für einen Gold GaAs Schottkykontakt eine Barrierenabsenkung  $\Delta\Phi_{BK} \approx 30 \text{ meV}$ .

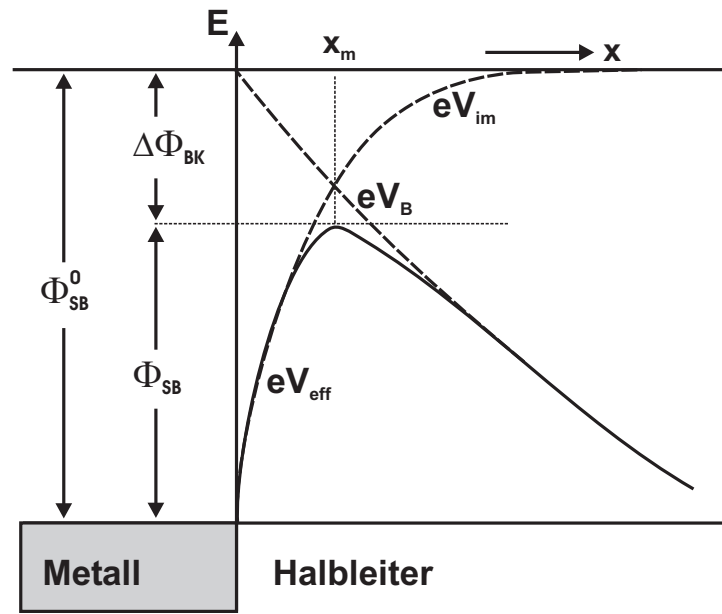


Abb. 2.6: Bildkrafteffekt: durch die Überlagerung des Bildkraftpotentials  $eV_{im}$  mit dem Bandverlauf der Raumladungszone  $eV_B$  wird die Barriere um  $\Delta\Phi$  abgesenkt und um  $x_m$  ins Halbleiterinnere verschoben.

Das Maximum des Potentials wird um  $x_m \approx 2 \text{ nm}$  in den Halbleiter verschoben. Mit  $N_D = 3.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  ergibt sich eine Barrierenhöhenabsenkung  $\Delta\Phi_{BK} \approx 60 \text{ meV}$  und eine Verschiebung des Potentialmaximums ins Halbleiterinnere von  $x_m \approx 1 \text{ nm}$ .

Bei Gold auf GaAs(110) liegt die Schottkybarrierenhöhe bei etwa  $1040 \text{ meV}$ . Die Absenkung der Barriere bei einer Dotierung des Substrats von  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  beträgt etwa 3%.



# 3 Bestimmung der integralen Barrierenhöhe aus konventionellen Strom–Spannungskennlinien

## 3.1 Stromtransport an Schottkykontakten

Mit der thermionischen Emissions Diffusions Theorie vereinen Crowell und Sze [17] zwei frühere Theorien zur Beschreibung der Strom–Spannungskennlinien, die Diffusionstheorie von Schottky [8] und die thermionische Emission von Bethe [16]. Damit ist es möglich Schottkydioden durch messbare makroskopische Größen, wie Strom, Spannung, Widerstand und Kapazität, zu charakterisieren.

Die Diode sperrt oder leitet je nach angelegter Spannung, wie Abb. 3.1 zeigt. Die Änderung der Schottkybarrierenhöhe durch die angelegte Spannung  $V_A$  ist zu vernachlässigen.

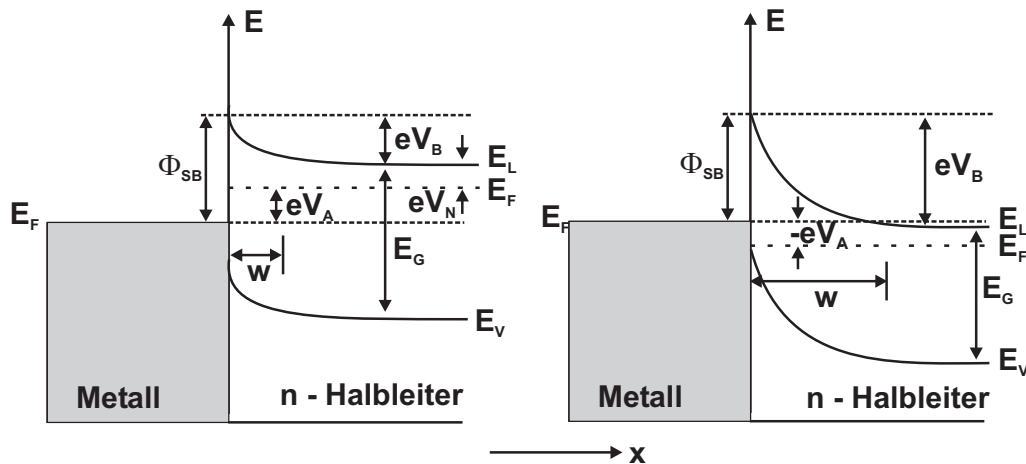


Abb. 3.1: Schematische Energiediagramme für eine in Durchlassrichtung (**links**) und Sperrrichtung (**rechts**) geschaltete Schottkydiode.

$V_A$ : angelegte Spannung,

$eV_B$ : Bandverbiegung und

$eV_N$ : Abstand Fermi Niveau zu Leitungsbandunterkante

Für die Bandverbiegung bzw. Diffusionsspannung ergibt sich

$$eV_B = \Phi_{SB}^0 - eV_N - eV_A. \quad (3.1)$$

Liegt eine Spannung  $V_A > 0$  an, wird die Raumladungszone  $w$  und die Bandverbiegung  $eV_B$  kleiner als ohne angelegte Spannung. Der Stromfluss vom Metall in den Halbleiter  $I_{M \rightarrow HL}$  wird größer als der vom Halbleiter ins Metall  $I_{HL \rightarrow M}$ . Die Diode ist in Durchlassrichtung geschaltet.

Bei einer angelegten Spannung  $V_A < 0$  sperrt die Diode. Die Verarmungsweite  $w$  und die Bandverbiegung  $eV_B$  werden größer als für  $V_A = 0$ . Der Stromfluss vom Halbleiter ins Metall  $I_{HL \rightarrow M}$  ist kleiner als der vom Metall in den Halbleiter  $I_{M \rightarrow HL}$ .

Abbildung 3.2 zeigt die verschiedenen Arten des Transports von Elektronen über eine Schottkybarriere in Durchlassrichtung. Mögliche Mechanismen sind:

- a Emission von Elektronen über die Barriere ins Metall
- b Tunnelstrom durch die Barriere
- c Rekombination von Ladungsträgern in der Raumladungszone
- d Injektion von Minoritätsladungsträgern aus dem Metall in den Halbleiter

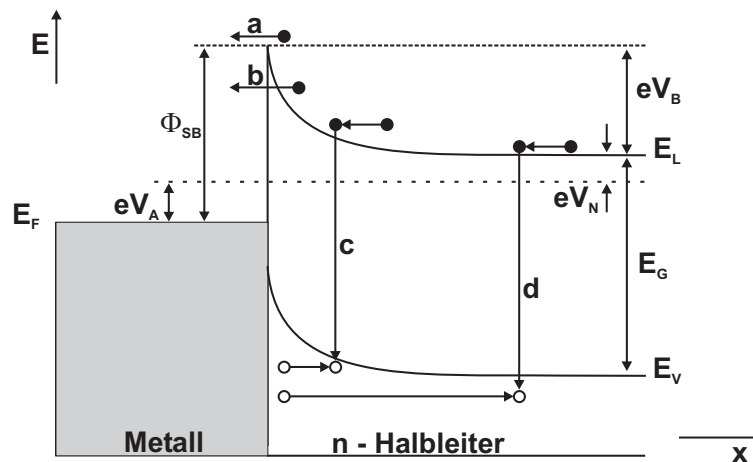


Abb. 3.2: Transportprozesse von Elektronen über eine Schottkybarriere.

a: Emission, b: Tunneln, c: Rekombination und d: Injektion [16].

$V_A$ : angelegte Spannung,

$eV_B$ : Bandverbiegung und

$eV_N$ : Abstand Fermi Niveau zur Leitungsbandunterkante

Es ist möglich Schottkydioden herzustellen, bei denen nur Emission stattfindet. Diese Dioden werden als „fast ideal“ bezeichnet. Die Prozesse b, c und d verursachen eine Abweichung vom idealen Verhalten.

Die thermionische Emissions Theorie von Bethe [17] geht von den folgenden drei Annahme aus.

- (1) Die Barrierenhöhe  $\Phi_{SB}$  ist sehr viel größer als  $k_B T$ ,
- (2) keine Elektronenstöße innerhalb der Verarmungszone und
- (3) keine Erniedrigung der Barriere durch den Bildkrafteffekt.

Die Form der Barriere ist hier unabhängig vom Material und der Strom hängt nur von der Barrierenhöhe ab. Der Strom  $I_{HL \rightarrow M}$  vom Halbleiter ins Metall ist durch den Ausdruck für die thermionische Emission gegeben

$$I_{HL \rightarrow M}(V_A) = S A^* T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{e V_A}{k_B T}\right), \quad (3.2)$$

mit der Diodenfläche  $S$ , der effektiven Masse  $m^*$  der Elektronen im Halbleiter und der Richardsonkonstanten

$$A^* \equiv \frac{4\pi e m^* k_B^2}{h^3} = 1.2 \cdot 10^6 \frac{m^*}{m_0} \frac{\text{A}}{\text{m}^2 \text{K}^2}. \quad (3.3)$$

Da sich die Schottkybarriere bei angelegter Spannung nicht ändert, ist der Strom  $I_{M \rightarrow HL}$  vom Metall in den Halbleiter konstant. Folglich entspricht der Strom vom Metall in den Halbleiter dem Strom vom Halbleiter ins Metall für den Gleichgewichtszustand, d.h. ohne angelegte Spannung  $V_A$

$$I(V_A) = I_{M \rightarrow HL} + I_{HL \rightarrow M}(V_A) \quad (3.4)$$

$$I_{M \rightarrow HL} = -I_{HL \rightarrow M}(V_A = 0). \quad (3.5)$$

Aus Gleichung (3.2) ergibt sich für  $V_A = 0$

$$I_{M \rightarrow HL} = -S A^* T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B}{k_B T}\right). \quad (3.6)$$

Den Gesamtstrom erhält man aus der Summe der Gleichungen (3.2) und (3.6)

$$I_n(V_A) = I_{ST} \left[ \exp\left(\frac{e V_A}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (3.7)$$

mit dem Sättigungsstrom

$$I_{ST} = S A^* T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{SB}}{k_B T}\right). \quad (3.8)$$

Die Gleichung (3.7) beschreibt ein idealisiertes Modell für den Zusammenhang zwischen Strom und Spannung. Abweichungen, wie sie zum Beispiel durch eine Spannungsabhängigkeit der Barriere verursacht werden, führen zu einem veränderten Verhalten. Um diese

Abweichungen erklären zu können, wird ein zusätzlicher Parameter, der Ideality Faktor  $n$ , eingeführt

$$n \equiv \frac{e}{k_B T} \frac{\partial V_A}{\partial (\ln I)}. \quad (3.9)$$

Somit ergibt sich für den Strom aus Gleichung (3.7)

$$I_n(V_A) = I_{ST} \left[ \exp \left( \frac{eV_A}{nk_B T} \right) - 1 \right]. \quad (3.10)$$

Die reine thermische Emission ist gleichbedeutend mit der Annahme einer unendlich hohen Beweglichkeit in der Raumladungszone. Bei Halbleitern mit niedrigen Beweglichkeiten muss das Elektron die Verarmungszone durch Drift und Diffusion durchlaufen.

In der thermionischen Emissions Diffusions Theorie erweitern Crowell und Sze [17] das vorherige Modell durch Berücksichtigung der Streuung der Elektronen an optischen Phononen, quantenmechanische Reflexionen und Tunnelprozesse an der Metall–Halbleitergrenzfläche. Für den Gesamtstrom ergibt sich

$$I(V_A) = I_S \left[ \exp \left( \frac{eV_A}{nk_B T} \right) - 1 \right] \quad (3.11)$$

mit dem Sättigungsstrom

$$I_S = SA^{**}T^2 \exp \left( -\frac{\Phi_{SB}}{k_B T} \right), \quad (3.12)$$

und der effektiven Richardsonkonstanten  $A^{**}$ . Für eine ausführliche Herleitung wird auf Sze [17] oder Rhoderick [16] verwiesen. Nach [16] berechneten Crowell und Sze die effektive Richardsonkonstante für GaAs bei 300 K zu  $A^{**} = 4.4 \cdot 10^4 \text{ A m}^{-2}\text{K}^{-2}$ .

Trägt man  $\ln(I)$  gegen  $V_A$  auf und extrapoliert die Gerade, so erhält man aus dem Schnittpunkt mit der  $\ln(I)$ -Achse  $I_S$  und daraus kann die Barrierenhöhe berechnet werden. Probleme ergeben sich hier für hohe intrinsische Serienwiderstände, weil der lineare Bereich zu klein für die Bestimmung eines verlässlichen Wertes ist. Der Serienwiderstand setzt sich aus Halbleiter-, Ohmschen Kontakt-, Metallelektroden- und Messleitungswiderstand zusammen.

## 3.2 Nordeplot zur Bestimmung der integralen Schottkybarrierenhöhe

Mit Hilfe einer von Norde [43] entwickelten Auftragung ist es möglich einen zuverlässigen Wert für die Schottkybarrierenhöhe bei Dioden mit einem hohen Serienwiderstand zu ermitteln. Die Verwendung der Auswertung nach Norde setzt einen Ideality Faktor  $n = 1$  voraus. Sato und Yasumura [44] erweiterten diese für reale Dioden mit einem Ideality Faktor  $1 < n < 2$ . In dieser Arbeit wird die Schottkybarrierenhöhe aus den integralen Kennlinien nach Sato und Yasumura bestimmt. Die Auswertung ist dennoch als Nordeplot bekannt.

Für den Nordeplot wird die Funktion

$$F(V_A) = \frac{V_A}{2} - \frac{k_B T}{e} \ln \left( \frac{I}{S A^{**} T^2} \right) \quad (3.13)$$

gegen  $V_A$  aufgetragen.

Die Schottkybarrierenhöhe kann aus dem Minimum mittels der folgenden Gleichung bestimmt werden

$$\Phi_{SB,int} = F(V_0) + \frac{V_0}{2} - \frac{k_B T}{e}. \quad (3.14)$$

Für den Serienwiderstand gilt

$$R_{ser} = \frac{k_B T}{e I_0}, \quad (3.15)$$

wobei  $I_0$  der Strom bei der Spannung  $V_0$  ist.

Nach [16] gilt für den Ideality Faktor  $n$

$$\frac{1}{n} = \frac{k_B T}{e} \frac{d}{dV_A} \ln \left[ \frac{I}{1 - \exp(-\frac{eV_A}{k_B T})} \right]. \quad (3.16)$$

Der Ideality Faktor  $n$  wird aus der logarithmischen Auftragung von  $I/(1 - \exp(-\frac{eV_A}{k_B T}))$  gegen  $V_A$  bestimmt.

Weist die Diode einen Ideality Faktor  $1 < n < 2$  auf, so kann die Schottkybarrierenhöhe folgendermaßen bestimmt werden.

Für den Serienwiderstand gilt in diesem Fall

$$R = \frac{(2 - n)k_B T}{e I_0}. \quad (3.17)$$

Die integrale Schottkybarrierenhöhe wird mit Hilfe der folgenden Gleichung bestimmt

$$\Phi_{SB,int} = F(V_0) + \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{2}\right) V_0 - \left(\frac{2}{n} - 1\right) \frac{k_B T}{e}. \quad (3.18)$$

Abbildung 3.3 zeigt eine integrale Strom-Spannungskennlinie und den zugehörigen Nordeplot (kleiner Graph) einer Au / GaAsP Diode mit einem Ideality Faktor  $n = 1.03$ .

Aus dem Minimum bei  $V_0$  kann über die Beziehung (3.14) bzw. bei  $1 < n < 2$  über die Gleichung (3.18) die integrale Schottkybarrierenhöhe  $\Phi_{SB,int}$  bestimmt werden. Für die Schottkybarrierenhöhe ergibt sich hier  $\Phi_{SB,int} = (1150 \pm 30) \text{ meV}$ , vgl. Abschnitt 7.2.1.

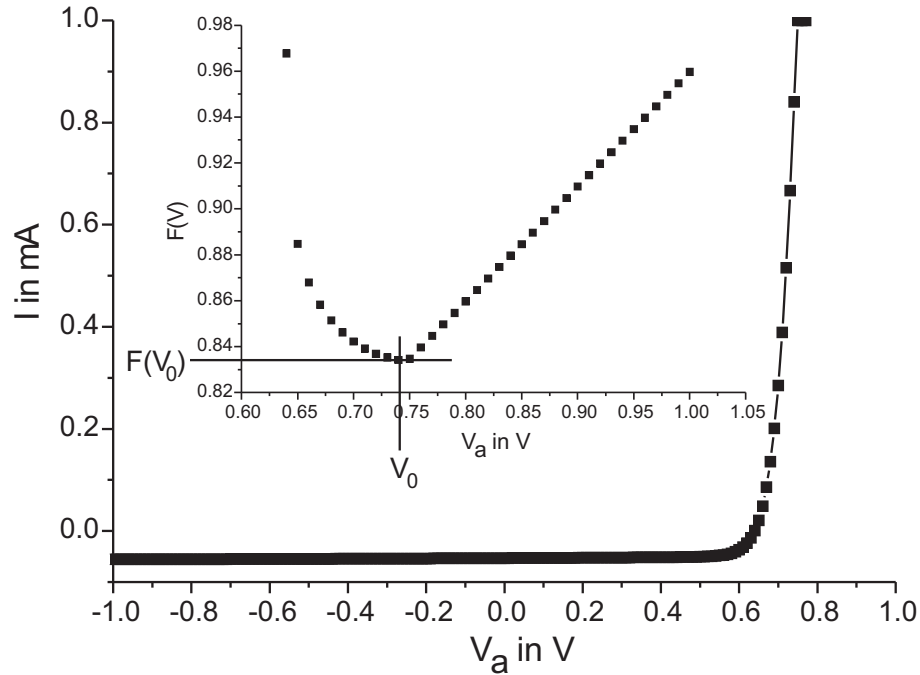


Abb. 3.3: Integrale Kennlinie einer Au/GaAsP Diode mit zugehörigem Nordeplot (kleiner Graph).

Die so bestimmte integrale Schottkybarrierenhöhe ist eine Mittelung über die gesamte Diodenfläche. Informationen über lokale Variationen können mit dieser Messmethode nicht gewonnen werden. Dies ist mit der Ballistischen Elektronen Emissions Mikroskopie möglich, deren Grundlagen in Kapitel 5 erklärt werden.

### 3.3 Modelle zur Beschreibung inhomogener Schottkybarrieren

#### 3.3.1 Verallgemeinertes Parallel–Leitungsmodell

Die bisher genannten Modelle zur Erklärung der Schottkybarrierenhöhe gehen von einem einheitlichen Fermi Niveau, und somit einer einheitlichen lokalen Schottkybarriere aus [45]. Experimente [46–50] und theoretische Berechnungen [51,52] mit epitaktischen Grenzflächen legen eine Abhängigkeit der Schottkybarrierenhöhe von der Grenzflächenstruktur nahe. Es zeigt sich, dass die Mehrheit der experimentellen Ergebnisse konsistent mit Inhomogenitäten in der Barrierenhöhe sind [53].

Im Parallel–Leitungsmodell geht man von einer Metall–Halbleitergrenzfläche aus, die in Bereiche unterschiedlicher Barrierenhöhe unterteilt ist. Diese beeinflussen sich elektrisch nicht und können als Parallelschaltung von mehreren Dioden behandelt werden. Weiterhin wird angenommen, dass die laterale Ausdehnung der Bereiche mit unterschiedlicher Barrierenhöhe größer ist als die Verarmungszone. Ist diese gleich groß, können sich die Inhomogenitäten gegenseitig beeinflussen und zu Potentialdeformationen führen. Dies wird durch den Pinch–off Effekt berücksichtigt, vgl. Abschnitt 3.3.2. Der Gesamtstrom  $I(V_A)$  setzt sich aus den Strömen  $I_i$  über die einzelnen Bereiche, mit der Fläche  $S_i$  und der Barrierenhöhe  $\Phi_{SBi}$ , zusammen [45]

$$I(V_A) = \sum_i I_i = A^* T^2 \left[ \exp\left(\frac{eV_A}{k_B T}\right) - 1 \right] \sum_i S_i \exp\left(-\frac{\Phi_{SBi}}{k_B T}\right). \quad (3.19)$$

Ohdomari [54] betrachtete einen Kontakt mit Bereichen  $S_N$  niedriger ( $\Phi_N$ ,  $I_N$ ) und Bereichen  $S_H$  höherer ( $\Phi_H$ ,  $I_H$ ) Schottkybarriere. Aus

$$I = I_H + I_N \quad (3.20)$$

und

$$I = S A^* T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{res}}{k_B T}\right) \left[ \exp\left(\frac{eV_A}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (3.21)$$

lässt sich die für den Stromtransport resultierende Barrierenhöhe bestimmen

$$\Phi_{res} = -\frac{k_B T}{e} \ln \left\{ \frac{S_N}{S} \left[ \exp\left(-\frac{\Phi_N}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{\Phi_H}{k_B T}\right) \right] + \exp\left(-\frac{\Phi_H}{k_B T}\right) \right\}. \quad (3.22)$$

Geht man von einer kontinuierlichen Verteilung der Barrierenhöhen aus, kann man analog zu Gleichung (3.21) den Strom mit einer resultierenden integralen Barriere  $\Phi_{res}$  ansetzen. Teilt man eine Diodenfläche in  $N$  sehr kleine Bereiche gleicher Fläche auf, und kennt man die Schottkybarrierenhöhen  $\Phi_{SBi}$  der einzelnen Bereiche, so lässt sich die resultierende Barrierenhöhe nach [55] wie folgt berechnen

$$\Phi_{res} = -k_B T \ln \left\{ \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N \exp \left( -\frac{\Phi_{SBi}}{k_B T} \right) \right\}. \quad (3.23)$$

Hierbei ist  $N$  die Anzahl der Messungen und  $\Phi_{SBi}$  die Schottkybarrierenhöhe der  $i$ -ten Messung, vgl. Abbildung 3.4.

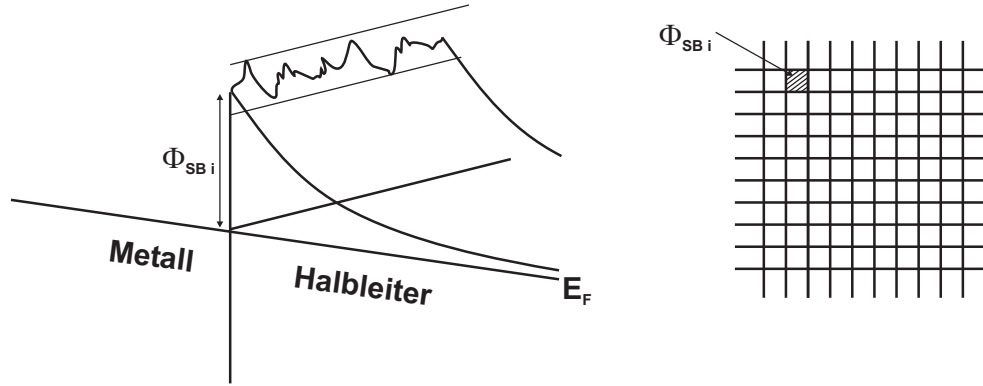


Abb. 3.4: Schematische Darstellung des verallgemeinerten Parallel-Leitungsmodells.

**Links** Metall-Halbleitergrenzfläche und **rechts** Aufteilung der Diodenfläche in Bereiche unterschiedlicher Barrierenhöhe.

Diese aus lokalen Messungen berechnete resultierende Barrierenhöhe  $\Phi_{res}$  kann mit der aus den integralen Strom-Spannungskennlinien ermittelten verglichen werden. Allerdings wird bei der Berechnung nach Gleichung (3.23) eine genaue Kenntnis der Verteilung der lokalen Barrierenhöhen vorausgesetzt. Dies ist mit Hilfe der Ballistischen Elektronen Emissions Mikroskopie möglich, die im Abschnitt 5 beschrieben wird.



### 3.3.2 Der Pinch-off Effekt

Bei dem von Tung [45, 53] entwickelten analytischen Modell wird die Potentialverteilung im Halbleiterinneren, ausgehend von der Geometrie der Inhomogenitäten, bestimmt. Dabei zeigt sich, dass sich Bereiche mit unterschiedlicher Barrierenhöhe gegenseitig beeinflussen, wenn die maximale laterale Ausdehnung etwa der Verarmungszone im Halbleiter entspricht. Tung schlägt als Randbedingung in einer Dipolnäherung vor, eine im größten Flächenanteil homogene Schottkybarriere  $\Phi_{SB}^0$  am Metall–Halbleiterübergang durch eine Dipolschicht mit dem Dipolmoment  $2\epsilon_s\delta(x, y)$  leicht zu stören. Dies führt zu einer Potentialverteilung

$$V(x, y, 0) = \frac{\Phi_{SB}^0}{\epsilon} + \delta(x, y) \quad (3.24)$$

in der Metall–Halbleitergrenzfläche. Durch die Überlagerung des parabolischen Potentialverlaufs im Halbleiter mit dem Dipolpotential ergibt sich die Potentialverteilung

$$\begin{aligned} V(x, y, z) = & V_B \left(1 - \frac{z}{w}\right)^2 + V_n + V_A \\ & + \int dx' dy' \frac{\delta(x', y')}{2\pi} \frac{z}{(z^2 + (x' - x)^2 + (y' - y)^2)^{3/2}} \end{aligned} \quad (3.25)$$

mit:

$V_A$ : angelegte Spannung

$V_n = \frac{k_B T}{e} \ln \frac{N_C}{N_D}$ : Abstand Fermi Niveau zu Leitungsbandunterkante im Halbleiterinneren

$N_D$ : Donatorkonzentration und  $N_C$ : effektive Zustandsdichte im Leitungsband

$V_B = \Phi_{SB}^0 - V_n - V_A$ : Bandverbiegung

$w = \sqrt{\frac{2\epsilon_{HL} V_B}{e N_D}}$ : Raumladungszone

Zum Vergleich mit gemessenen Strom–Spannungskennlinien verwendet Tung als Inhomogenitäten kleine kreis- oder streifenförmige Gebiete, in denen die Schottkybarrierenhöhe auf einen Wert  $\Phi_{SB}^0 - \Delta$  abgesenkt ist, vgl. Abbildung 3.5.

Sullivan et al [56] benutzten das Simulationsprogramm PADRE für numerische Berechnungen zum Potentialverlauf und Stromtransport in inhomogenen Kontakten. Die Ergebnisse stimmen mit dem analytischen Modell von Tung überein. Tung [45] und Sullivan [56] berechneten die Potentialverteilung im Halbleiter für die in Abbildung 3.5 dargestellten Fälle. Eine in einem geringen Bereich stark abgesenkte Schottkybarrierenhöhe ergab eine nur schwache Variation in der effektiven Schottkybarrierenhöhe. Dies wird als Pinch-off

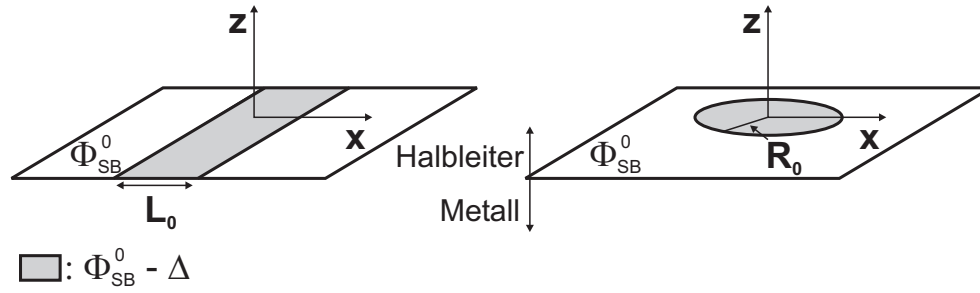


Abb. 3.5: Schematische Darstellung der von Tung [45] und Sullivan [56] untersuchten Inhomogenitäten mit streifenförmiger (**links**) und kreisförmiger (**rechts**) Geometrie.

Effekt bezeichnet.

Gleichung (3.25) ist für beide in Abbildung 3.5 gezeigten Fälle analytisch lösbar. Für die kreisförmige Geometrie ergibt sich

$$V_k(x=0, y=0, z) = V_B \left(1 - \frac{z}{w}\right)^2 + \frac{\Phi_{SB}^0}{e} - V_B + V_A - \Delta \left(1 - \frac{z}{(z^2 + R_0^2)^{1/2}}\right), \quad (3.26)$$

für die minimale effektive Barrierenhöhe ergibt sich

$$\Phi_{eff,k} = \Phi_{SB}^0 - 3e \left( \frac{R_0^2 \Delta (V_B - V_A)^2}{2w^2 e} \right)^{1/3}. \quad (3.27)$$

Für ein gegebenes Metall-Halbleitersystem läßt sich ein kritischer Radius angeben [45] bis zu dem der Pinch-off Effekt auftritt

$$\frac{\Delta}{V_B} > \frac{2R_0}{w}. \quad (3.28)$$

Abbildung 3.6 zeigt den berechneten Potentialverlauf im Halbleiterinneren für vier verschiedene Radien  $R_0$  von 10 nm bis 80 nm bei  $x=0$  und  $y=0$ . Für die Schottkybarrierenhöhe wurde der gemessene Wert von Au/GaAs(110) ( $\Phi_{SB}^0 = 1040$  meV) eingesetzt. Für die Inhomogenitäten wurde ein um  $\Delta = 150$  meV niedrigerer Wert gewählt.

Je kleiner  $R_0$  ist, umso wahrscheinlicher tritt der Pinch-off Effekt auf. Ab einem Radius im Bereich von 40 nm entsteht ein Potentialsattelpunkt, der oberhalb des Potentials  $\Phi_{SB}^0 - \Delta$  liegt. Abhängig von seiner Größe wird der Bereich niedriger Barriere durch das umgebende Gebiet hoher Barriere abgeschnürt.

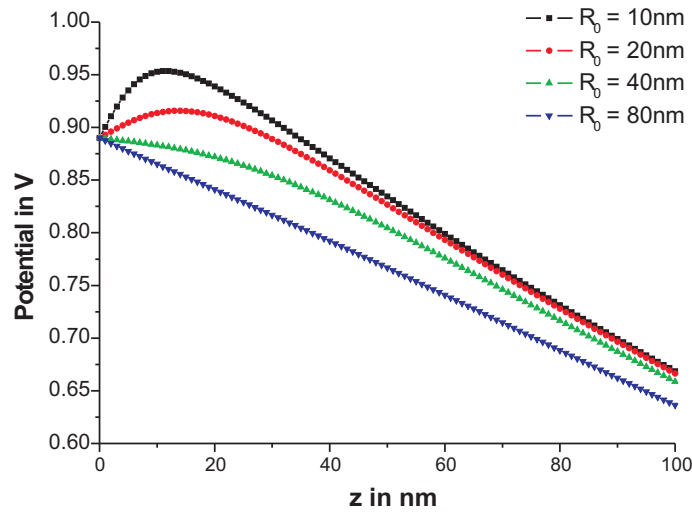


Abb. 3.6: Pinch-off Effekt: Kreisgeometrie mit  $N_D = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\Phi_{SB}^0 = 1040 \text{ meV}$  und  $\Delta = 150 \text{ meV}$ .

Für die streifenförmige Geometrie ergibt sich

$$V_s(x=0, y=0, z) = V_B \left(1 - \frac{z}{w}\right)^2 + \frac{\Phi_{SB}^0}{e} - V_B + V_A - \frac{\Delta}{\pi} \tan^{-1} \left( \frac{|x| + \frac{L_0}{2}}{z} \right) + \frac{\Delta}{\pi} \tan^{-1} \left( \frac{|x| - \frac{L_0}{2}}{z} \right) \quad (3.29)$$

und

$$\Phi_{eff,s} = \Phi_{SB}^0 - 4e \left( \frac{L_0 \Delta (V_B - V_A)^2}{2\pi w e} \right)^{1/2}. \quad (3.30)$$

Auch hier tritt der Pinch-off Effekt bis zu einer bestimmten Breite des Streifens auf

$$\frac{\Delta}{V_B} > \frac{\pi L_0}{2w}. \quad (3.31)$$

In den Abbildungen 3.7 und 3.8 ist der nach Gleichung (3.29) berechnete Verlauf des Potentials für die streifenförmige Geometrie dreidimensional dargestellt. Für die Barrierenhöhe wurde wieder der gemessene Wert von Au/GaAs(110)  $\Phi_{SB}^0 = 1040 \text{ meV}$  und für die Inhomogenitäten  $\Delta = 150 \text{ meV}$  eingesetzt. In Abbildung 3.7 ist der Verlauf für eine Dotierung von  $N_D = 4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  gezeigt. Bei Abbildung 3.8 liegt diese bei  $N_D = 4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Für die Breite des Streifens wurde  $L_0 = 3 \text{ nm}$  eingesetzt.

Ein Vergleich der Abbildung 3.7 mit 3.8 zeigt, dass eine höhere Dotierung den Pinch-off Effekt verringert.

Neben der Dotierung haben auch die angelegte Spannung  $V_A$ , die Temperatur und die Differenz zwischen den Barrieren einen Einfluß auf den Pinch-off Effekt.

Der Pinch-off Effekt verringert sich mit einer höheren Dotierung,

mit zunehmender Differenz  $\Delta$  zwischen den Schottkybarrieren erhöht sich der Pinch-off Effekt und damit  $V_s$ ,

mit zunehmender Sperrspannung wird  $V_s$  kleiner,

mit zunehmender Vorwärtsspannung wird  $V_s$  größer,

mit zunehmender Temperatur wird  $V_s$  größer.

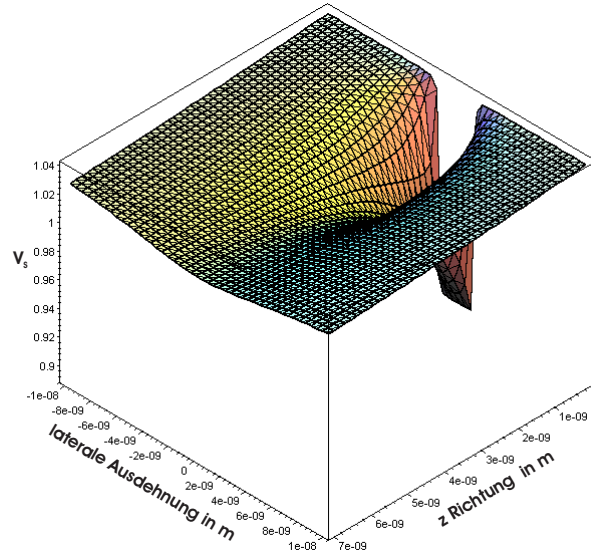


Abb. 3.7: Pinch-off Effekt: Streifengeometrie mit  $L_0 = 3 \text{ nm}$ ,  $N_D = 4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\Phi_{SB}^0 = 1040 \text{ meV}$  und  $\Delta = 150 \text{ meV}$ .

Die Spannungsabhängigkeit des Sattelpunktpotentials, vgl. Abbildung 3.9, hat einen erheblichen Einfluss auf den Ladungstransport an inhomogenen Schottkybarrieren. Damit kann nach Tung [45] unter anderem ein Ideality Faktor  $n > 1$  erklärt werden. Da der Strom über inhomogene Schottkydioden oft durch die Bereiche niedriger Barriere bestimmt wird, kann ein Ideality Faktor größer eins beobachtet werden. Mit zunehmender Dotierung nimmt bei fester Größe der Inhomogenität die effektive Schottkybarriere des Bereichs niedriger Barriere ab und der Ideality Faktor nimmt zu.

Nach Tung ist der Ideality Faktor ein Maß für die Homogenität der Grenzfläche.

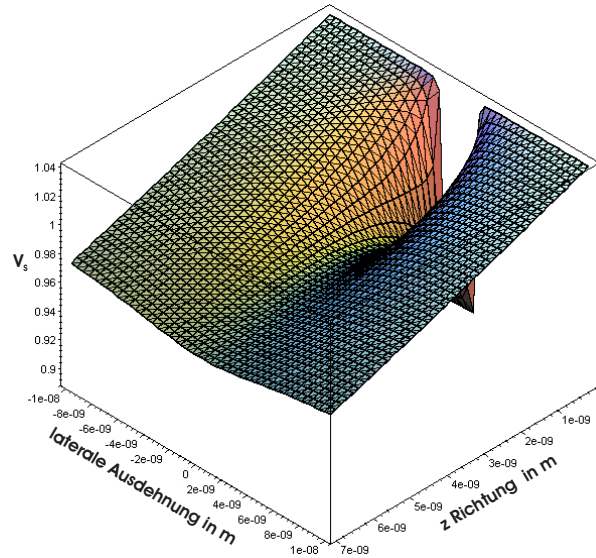


Abb. 3.8: Pinch-off Effekt: Streifengeometrie mit  $L_0 = 3 \text{ nm}$ ,  $N_D = 4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\Phi_{SB}^0 = 1040 \text{ meV}$  und  $\Delta = 150 \text{ meV}$ .

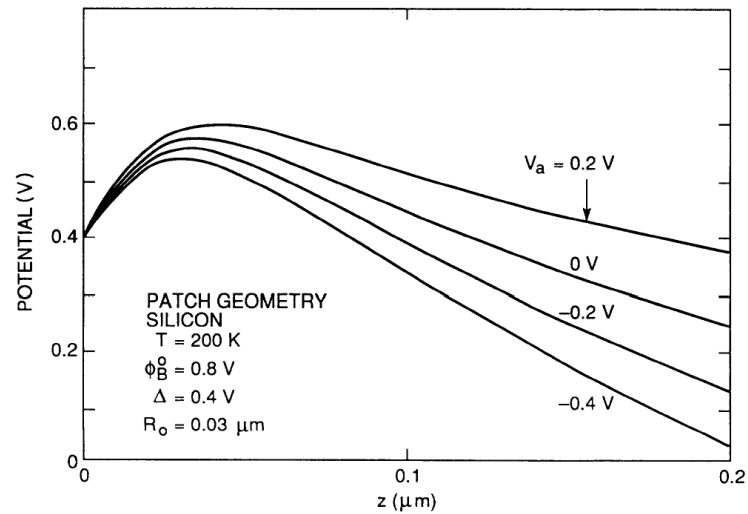


Abb. 3.9: Änderung des Potentials mit der angelegten Spannung  $V_A$  eines kreisförmigen Gebietes mit niedriger Barriere. Das Sattelpunktpotential erhöht, bzw. erniedrigt sich nur langsam mit angelegter Vorwärtsspannung, bzw. Sperrspannung [45].

## 4 Schottkybarrieren auf GaAs

### 4.1 Der Ideality Faktor $n$

Aus einer Strom–Spannungskennlinie kann mit Hilfe des Nordeplots die integrale Schottkybarrierenhöhe und der Ideality Faktor bestimmt werden. Beide Parameter können jedoch bei gleichen Herstellungsbedingungen variieren [57]. Kampen [58] und Schmitsdorf [59] stellten einen linearen Zusammenhang zwischen der Barrierenhöhe und dem Ideality Faktor fest.

Chand [60] untersuchte für  $\text{Pd}_2\text{Si}/\text{n-Si}$  und Nathan [61] für  $\text{Ni}/\text{n-GaAs}$  die Temperaturabhängigkeit der Schottkybarrierenhöhe und des Ideality Faktors. Diese aus Strom–Spannungskennlinien erhaltenen Werte zeigen ebenfalls die oben erwähnte lineare Abhängigkeit.

Abbildung 4.1 zeigt exemplarisch das Ergebnis von Schmitsdorf für  $\text{Ag}/\text{Si}(111)$  [57, 59]. Es läßt sich feststellen, dass eine große Schottkybarrierenhöhe mit einem Ideality Faktor  $n \approx 1$  korreliert. Dieser Zusammenhang zwischen Barrierenhöhe und Ideality Faktor wird der Homogenität der Grenzfläche zugeschrieben. In Abbildung 4.1 sind ebenfalls die Ergebnisse numerischer Simulationen mit eingezeichnet. Dazu wurden Strom–Spannungskennlinien für inhomogene Grenzflächen nach Tung [45] berechnet. Aus diesen wurde anschließend die integrale Schottkybarrierenhöhe und der Ideality Faktor ermittelt.

Nach Tung [45] und Schmitsdorf et al [57] ist der Ideality Faktor  $n$  ein direktes Maß für die Inhomogenität der Grenzfläche. Mit der zusätzlichen Bedingung, dass die Barrierenhöhe in inhomogenen Bereichen niedriger ist als in homogenen, kann die experimentell beobachtete Abnahme der integralen Schottkybarrierenhöhe mit zunehmendem Ideality Faktor erklärt werden.

Eine einfache Methode zur Bestimmung der idealen (homogenen) Schottkybarrierenhöhe einer Diode besteht darin, die gemessenen Werte für die Barrierenhöhe und den Ideality Faktor mehrerer Dioden desselben Typs gegeneinander aufzutragen. Eine Extrapolation des Ideality Faktors  $n = n_{if} \approx 1$  liefert den Wert für die „homogene“ Schottkybarrierenhöhe [57].

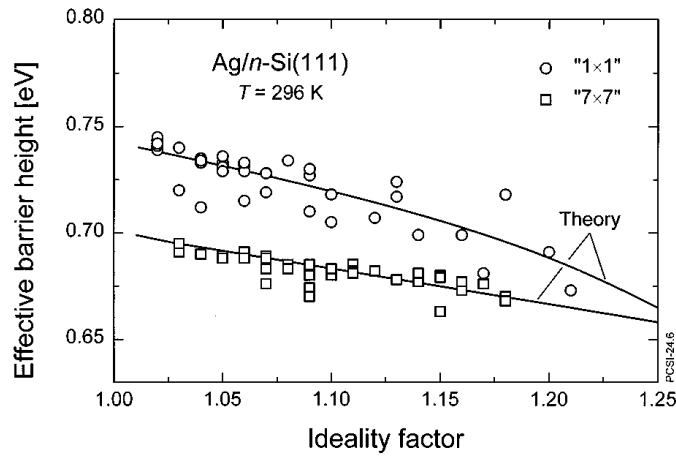


Abb. 4.1: Integrale Schottkybarrierenhöhe von Ag/Si(111) in Abhängigkeit vom zugehörigen Ideality Faktor (Kreise und Quadrate). Die durchgezogenen Linien sind die Ergebnisse numerischer Simulationen (aus [57, 59]).

## 4.2 Wachstum von Eisen auf GaAs(100) und GaAs(110)

Mit Hilfe der Molekularstrahlepitaxie (MBE) ist es möglich sehr dünne und glatte epitaktische Metallschichten herzustellen.

Eisen wächst auf GaAs(110) epitaktisch in bcc Struktur auf [62, 63]. Dies wird der Tatsache zugeschrieben, dass die Gitterkonstante von GaAs,  $a = 5.653 \text{ \AA}$ , fast doppelt so groß wie die von bcc Eisen,  $a = 2.866 \text{ \AA}$  ist.

Umfassende Untersuchungen an den Systemen Fe / GaAs(100), Fe / GaAs(110) und FeCo / GaAs(100) wurden von Brockman [64], Zölfl [6] und Moosbühler [65] durchgeführt. Die in dieser Arbeit untersuchten Schichten wurden in der am Arbeitskreis Bayreuther vorhandenen MBE gewachsen.

Nach Zölfl [6] ist das Wachstum von Eisen auf GaAs(100) und GaAs(110) identisch. Er stellte mittels RHEED (Reflection High Energy Electron Diffraction) fest, dass Eisen zunächst dreidimensionale Inseln auf dem Substrat bildet. Ab einer Bedeckung von zwei Monolagen ist im Beugungsbild auf dem RHEED Schirm eine beginnende kristalline bcc Ordnung zu erkennen. Diese ist bei vier Monolagen Eisen deutlich ausgeprägt und das Beugungsbild ändert sich mit zunehmender Schichtdicke nicht mehr. Dies legt den Schluss nahe, dass Eisenfilme bei Schichtdicken über vier Monolagen einkristallin und zusammenhängend sind.

Nach Ruckman [62] und Prinz [63] wächst Co auf GaAs(110) epitaktisch in bcc Struktur auf. Die Ergebnisse deuten auf ein ferromagnetisches Material mit einer metastabilen Gitterkonstante  $a = 2.827 \text{ \AA}$  hin.

## 4.3 Metallkontakte auf GaAs

### Dünne Metallschichten auf GaAs

Die Entstehung der Schottkybarriere und die mikroskopischen Vorgänge zwischen Metall und Halbleiter wurden mit verschiedensten Techniken untersucht. Die meisten Untersuchungen wurden an Dioden mit einer sehr dünnen Metallschicht durchgeführt. Dabei wurde die Halbleiteroberfläche unter anderem durch Spalten im Vakuum oder durch Absputtern mit anschließendem Tempern vorbereitet. Eine weitere Möglichkeit ist das Wachsen einer dünnen Halbleiterschicht mittels Molekularstrahl Epitaxie (MBE).

Die Barrierenhöhen wurden mittels Strom-Spannungs-, Kapazitäts-Spannungs- oder Fotoresponsemessungen ermittelt. Für eine Beschreibung der letzten beiden Methoden wird auf [16] verwiesen.

Allgemein können die chemischen Reaktionen an der Metall/III-V Halbleitergrenzfläche durch dieselben thermodynamischen Vorgänge wie die des bulk Materials beschrieben werden [66–68]. Dabei sollte die Bildung von binären und tertiären Verbindungen, genauso wie eine mögliche Legierung zwischen dem Metall und dem Element der Gruppe III, z.B. Gallium, beachtet werden. Zunger [69], Ihm und Joannopoulos [70, 71] nahmen an, dass bei sehr dünnen Metallschichten chemische Reaktionen durch den Energieverlust der Metallatome bei der Bildung von Clustern ausgelöst werden.

Gespaltene GaAs(110) Oberflächen weisen keine Oberflächenzustände in der Bandlücke auf. Sie sind atomar glatt und defektfrei, vgl. Abschnitt 2.2. Somit findet keine Bandverbiegung im Halbleiter statt und das Fermi Niveau an der Oberfläche eines n- bzw. p-Halbleiters liegt nahe der Leitungs- bzw. Valenzbandkante. Das Aufbringen einer dünnen Metallschicht bewirkt eine Bandverbiegung und das Fermi Niveau wird zur Mitte der Bandlücke verschoben. Nach Spicer [13, 72] ist bei einer GaAs(110) Spaltkante die endgültige Position des Fermi Niveaus bei einer Bedeckung unter einer Monolage Aluminium, Gallium oder Indium erreicht. In Abbildung 4.2 ist die Lage des Fermi Niveaus als Funktion der Metallschichtdicke gezeigt.

Die Analyse von Fotoemissionsspektren für Aluminium deutet darauf hin, dass keine durchgehende Metallschicht vorliegt. Die gleiche Position des Fermi Niveaus liegt auch bei der Bedeckung von GaAs(110) mit Cäsium oder Sauerstoff vor. Dies und die Tatsache, dass die meisten Grenzflächen nicht abrupt sind, führte dazu, dass Spicer [13, 72] das „unified defect model“ für die Beschreibung realer Schottkykontakte vorschlug, vgl. Abschnitt 2.2.2. Das „Unified Defect Model“ geht davon aus, dass das Fermi Niveau an der Metall-Halbleitergrenzfläche durch Defekte im Halbleiter gepinnt wird. Diese Defekte können entstehen, wenn die Metallatome an der Halbleiteroberfläche kondensieren.



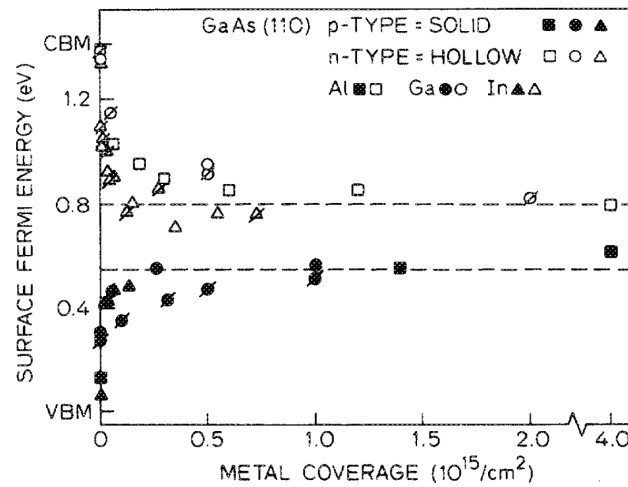


Abb. 4.2: Das Fermi Niveau einer GaAs(110) Spaltkante in Abhängigkeit von der Metallschichtdicke [13].

Für Metalle auf einer GaAs(110) Spaltkante wurde vorgeschlagen, dass zwei Defekt Niveaus involviert sind, ein Donatorniveau bei einer Energie von 0.9 eV und ein Akzeptorniveau bei einer Energie von 0.65 eV unterhalb des Leitungsbandes. Das Akzeptorniveau pinnt das Fermi Niveau in einem n-Halbleiter.

Ludeke [73], Tang und Freeouf [74] zeigten, dass die Bestimmung des Fermi Niveaus aus Fotoemissionsspektren, vgl. Abbildung 4.2, kein inhomogenes Oberflächenpotential berücksichtigt. Dies wird jedoch bei stark dotierten Halbleitersubstraten wichtig. Demnach ist bei einer geringen Metallbedeckung die Bandverbiegung infolge von Ladungsdefekten auf die unmittelbare Umgebung der adsorbierten Metallatome beschränkt. Somit ergeben sich Fluktuationen in der Position der Bandkanten parallel zur Grenzfläche. Bei einer Submonolage Metall und einer hohen Dotierung ist zwischen den Metallatomen oder Metallclustern so gut wie keine Bandverbiegung vorhanden.

Ludeke, Chiang und Miller [75] untersuchten diese Möglichkeit weiter, indem sie Silber auf n- und p-GaAs(110) abschieden. Silber ist ein relativ unreaktives Metall und die Lage des Fermi Niveaus als Funktion der Metallschichtdicke war bekannt. Die Fermi Niveaus unterschieden sich um 0.2 eV, bei einer Metallschichtdicke über 0.1 nm. Die Daten wurden anschließend bzgl. der Inhomogenitäten des Oberflächenpotentials korrigiert. Ludeke et al [75] stellten fest, dass das Fermi Niveau erst ab einer Silberdicke von mehreren Ångström gepinnt ist. Dies wurde der Tatsache zugeschrieben, dass Silber eher Cluster als eine einheitliche Schicht bildet.

Newman et al [76] haben 1986 die Lage des Fermi Niveaus für verschiedene Metalle geringer Schichtdicke auf n- und p-GaAs(110) Oberflächen untersucht, vgl. Abbildung 4.3. In Abbildung 4.3 ist ebenfalls das Fermi Niveau der GaAs(110) und der oxidierten GaAs(110) Oberfläche angegeben. Bei einigen Metallen, wie Gold, Silber und Kupfer, ist das Fermi Niveau für den p- und n-Halbleiter gleich. Die gemessenen Barrierenhöhen liegen innerhalb von 0.3 eV. Hierbei weisen die elektronegativen Metalle auf n-GaAs(110) die größeren Werte auf, vgl. Abbildung 4.3.

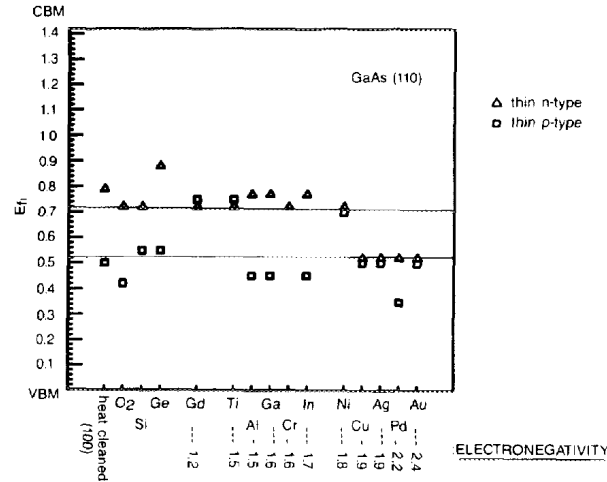


Abb. 4.3: Fermi Niveau für geringe Schichtdicken auf n- und p-GaAs(110) Oberflächen, aus [76].

### Dicke Metall Kontakte auf GaAs

Die ersten Messungen führten Spitzer und Mead [77] an überwachsenen, im Vakuum gespaltenen GaAs Kanten durch. Die Schottkybarrierenhöhe wurde mittels Fotoresponse und der Kapazitätsmessmethode für eine Reihe von Metallen auf n- und p-Halbleiter bestimmt. Gleiche Messungen führten Newman [78, 79] et al und Ismail, Palau und Lassabatere [80] auf n-GaAs durch. Eine Zusammenstellung der Messergebnisse ist in Rhoderick [16] zu finden. Es zeigt sich, dass die Summe aus  $\Phi_{SB,n} + \Phi_{SB,p}$  etwa der Bandlücke entspricht, vgl. Abbildung 4.4. Die erhaltenen Werte für die Schottkybarrierenhöhe dicker Metallkontakte stimmen mit denen dünner Metallschichten desselben Metalls überein.

Waldrop [81] bestimmte die Schottkybarriere für einige Metalle auf n- und p-GaAs(100), vgl. Abbildung 4.5. Es ist hier weder bekannt, welche Rekonstruktionen die Oberfläche zeigte, noch ob die Metallisierung einkristallin oder polykristallin war. Die Barrierenhöhe

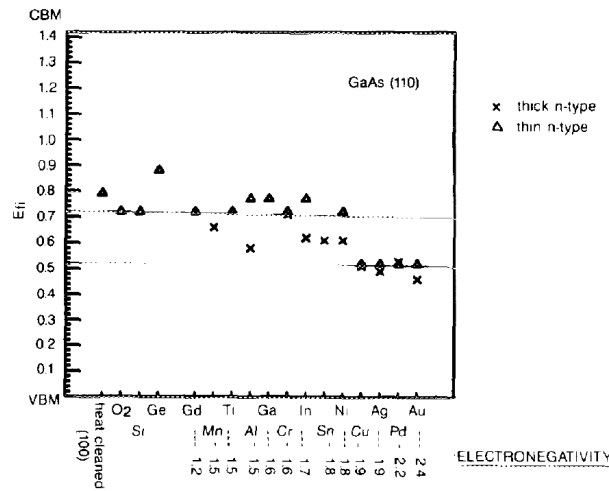


Abb. 4.4: Fermi Niveau für geringe Schichtdicken und dicke Metall Kontakte auf GaAs(110) Oberflächen [76].

wurde mittels Strom–Spannungsmessungen und Kapazitäts–Spannungsmessungen ermittelt.

Es zeigt sich wieder, dass elektronegative Metalle eine höhere Barriere haben und bei denselben Werten wie bei den gespaltenen GaAs(110) Oberflächen liegen. Fast immer ergibt die Summe  $\Phi_{SB,n} + \Phi_{SB,p}$  die Bandlücke. Die von Waldrop gemessenen Barrierenhöhen zeigen keine Abhängigkeit von der Austrittsarbeit des Metalls. Dies wurde auch von Barret und Massies bestätigt [82], die erfolgreich epitaktische einkristalline Aluminiumschichten mit zwei verschiedenen Orientierungen auf GaAs(100) wuchsen. Obwohl sich die Austrittsarbeiten der beiden Aluminiumschichten um 0.35 eV unterscheiden, ergab sich der gleiche Wert für die Schottkybarrierenhöhe.

Missous, Rhoderick und Singer [83] stellten einen kristallinen Aluminiumfilm her, bei dem die (100)Al Richtung parallel zur n-GaAs(100), bzw. p-GaAs(100) Richtung lag, aber die Gitter um 45° zueinander standen. Die Dioden wurden im UHV gewachsen und die ermittelten Werte für die Schottkybarrierenhöhen waren identisch. Abweichungen in den Wachstumsbedingungen führten zu nicht idealen Dioden und Unterschieden in der Schottkybarrierenhöhe. Die Barrierenhöhen waren zudem unabhängig von den GaAs(100) Rekonstruktionen. Ebenso konnten Missous et al zeigen, daß  $\Phi_{SB,n} + \Phi_{SB,p}$  gleich der Bandlücke des GaAs ist.

Nach Missous, Rhoderick und Singer [84] ergibt sich die gleiche Schottkybarrierenhöhe auch für polykristallines Aluminium.

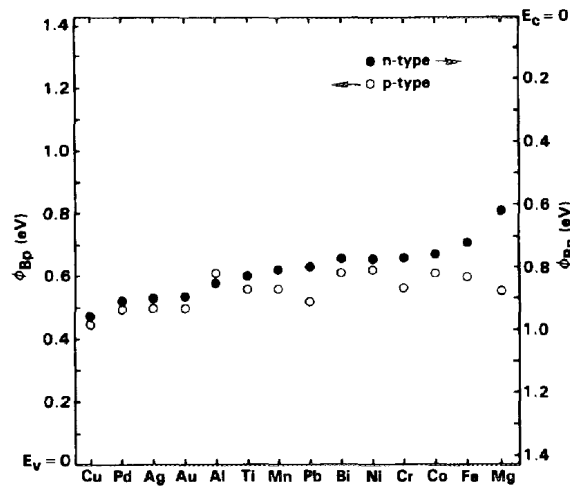


Abb. 4.5: Schottkybarrierenhöhen für ideale Metallkontakte auf GaAs(100), bestimmt nach der I/V Methode [81].

- n-GaAs, rechte Ordinate; ○ p-GaAs, linke Ordinate

### Oxidiertes GaAs

Die Schottkybarrierenhöhe wurde für eine Vielzahl von Metallen auf chemisch geätzt und an Luft gespaltenem n- und p-GaAs Substrat bestimmt. Die Werte liegen zwischen 0.65 eV und 1.0 eV für den n-Halbleiter [85].

Es besteht nach Ismail, Palau und Lassabatere [80] und nach Kendelewicz et al [86] nur ein geringer Unterschied in der Schottkybarrierenhöhe für Au, Ag und Pd zwischen an Luft oder im Vakuum gespaltenem GaAs.

Der Einfluss einer dünnen Oxid Zwischenschicht auf die Schottkybarrierenhöhe eines Gold Kontakts wurde von Montgomery und Williams [87] untersucht. Zur Herstellung der Oxid Zwischenschicht wurde eine gespaltene GaAs Oberfläche Wasserdampf ausgesetzt. Es wurde eine geringe Abhängigkeit der Barrierenhöhen festgestellt.

Eine umfassende Studie zu Barrieren auf chemisch geätzt n-GaAs wurde von Smith [88] durchgeführt. Es zeigte sich, dass sich für einen Gold Kontakt in  $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$  und (110) Richtung identische Barrierenhöhen ergeben. In (100) und (111) Richtung ist die Barrierenhöhe geringfügig niedriger.

Eine Oxid Zwischenschicht hat nur einen geringen Einfluss auf die Au/GaAs Schottkybarrierenhöhe. Ein Argument ist, dass eine isolierende Oxidschicht Metall und Halbleiter trennt und damit die Dichte der MIGS im Halbleiter erheblich verringert. Ebenfalls kann argumentiert werden, dass eine Oxidschicht die Erzeugung von Defekten durch die Metall-

atome reduziert, da die adsorbierten Metallatome nicht mit der Halbleiteroberfläche in Kontakt kommen. Dennoch ist nicht sicher, dass die dünne Oxidschicht Metall und Halbleiter komplett trennt. Metallatome könnten durch das Oxid diffundieren und mit diesem auch chemisch reagieren. Chemische Reaktionen wurden von Kowalczyk, Waldrop und Grant [89] beobachtet und untersucht.

### **Zusammenfassung – Metallkontakte auf GaAs**

Die Schottkybarrierenhöhen für dicke und dünne Metallschichten auf GaAs stimmen gut überein, das Fermi Niveau liegt im Bereich von 0.7 eV bis 0.9 eV unterhalb des Leitungsbandes. Tendenziell weisen elektroneutralere Metalle eine höhere Schottkybarrierenhöhe auf n-GaAs auf. Die Schottkybarrierenhöhe ist bei den gründlich untersuchten Fällen, z.B. Al auf GaAs, unabhängig von der Austrittsarbeit des Metalles, dem Wachstum (epitaktisch oder polykristallin) und der Oberflächenrekonstruktion des Halbleiters. Dies legt den Schluß nahe, dass das Fermi Niveau durch Grenzflächenzustände gepinnt wird, der Einfluss einer Dipol Zwischenschicht ist vergleichsweise gering.

An der gespaltenen GaAs(110) Oberfläche existieren keine Oberflächenzustände in der Bandlücke, vgl. Abschnitt 2.2, und somit ist das Fermi Niveau nicht gepinnt. Werden Metallatome an der Oberfläche adsorbiert, ändern sich die Bedingungen für die Wellenfunktion und es können Grenzflächenzustände in der Bandlücke induziert werden. Dies legt den Schluss nahe, dass die Schottkybarrierenhöhe von den Rekonstruktionen der Halbleiteroberfläche und der Orientierung abhängen sollte. Bei AlGaAs ist dies zumindest nicht der Fall.

Woodall und Freeouf [26] stellten fest, dass Interdiffusion und chemische Reaktionen oft zu einer Anreicherung von Anionen an der Grenzfläche führen. Dies deutet darauf hin, dass die Barrierenhöhe durch anionenreiche Cluster an der Metall–Halbleitergrenzfläche bestimmt wird. Dies stimmt mit der einfachen Schottky–Mott Theorie überein und erlaubt eine Abschätzung der Barrierenhöhe für eine Reihe von Halbleitern.

Allerdings ist bei den meisten mittels Molekularstrahlepitaxie epitaktisch gewachsenen Proben kein Anzeichen für solche Cluster zu finden.

Für die hier untersuchten Schottkykontakte (Au, Fe, Co, FeCo) auf GaAs(100,110) ist folgendes qualitatives Verhalten zu erwarten.

Da die elektroneutraleren Metalle tendenziell eine höhere Schottkybarriere aufweisen, sollte die Schottkybarrierenhöhe von Eisen über Kobalt zu Gold zunehmen, vgl. Tabelle 4.1.

Ein Vergleich der für verschiedene Metalle ermittelten Schottkybarrierenhöhen auf gespaltenen GaAs(110) [76] und GaAs(100) [81] Oberflächen ließe erwarten, dass sich kein

	Gold	Kobalt	Eisen
Elektronegativität	2.4	1.9	1.8

Tab. 4.1: Zusammenstellung der Elektronegativität nach Pauling von Eisen, Kobalt und Gold (aus [90]).

Unterschied in den Barrierenhöhen zwischen Fe/GaAs(100) und Fe/GaAs(110) ergeben sollte.

Jedoch widersprechen dem Ergebnisse von McLean und Williams [91], die einen Unterschied zwischen der (110) und (100) Oberfläche beobachtet haben, vgl. Abbildung 4.6. McLean bestimmte die integrale Schottkybarrierenhöhe von verschiedenen Metallen auf der GaAs(110) Spaltfläche und verglich seine Ergebnisse mit denen von Waldrop [81,92,93]. Es kann damit keine Aussage über die Unabhängigkeit der Schottkybarrierenhöhe von der Orientierung des Substrats für die hier vermessenen Metalle getroffen werden.

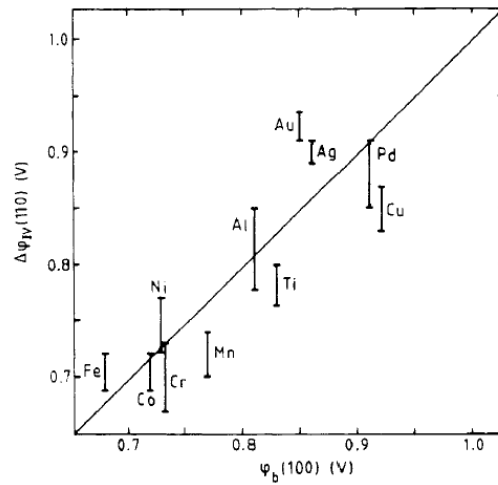


Abb. 4.6: Auftragung der in (110) Orientierung ermittelten Schottkybarrierenhöhe gegen die von Waldrop bestimmten in (100) Orientierung, aus [91].

# 5 Messung der lokalen Schottkybarrierenhöhe mit der Ballistischen Elektronen Emissions Mikroskopie

Die Ballistische Elektronen Emissions Mikroskopie (BEEM) wurde 1988 von Bell und Kaiser vorgestellt [4, 5, 94]. Mit dieser Methode ist es möglich die Schottkybarrierenhöhe lokal, mit einer Ortsauflösung im Nanometerbereich, zu bestimmen. In der Literatur wird die Messung lokaler Strom–Spannungskennlinien sowohl als Ballistische Elektronen Emissions Mikroskopie (BEEM), als auch als Ballistische Elektronen Emissions Spektroskopie (BEES) bezeichnet.

Im Folgenden wird zunächst das Messprinzip vorgestellt und anschließend auf die theoretischen Grundlagen der relevanten Prozesse eingegangen.

## 5.1 Aufbau und Funktionsprinzip

Bei einem BEEM handelt es sich um ein modifiziertes Rastertunnel-Mikroskop (STM). Das BEEM bietet die Möglichkeit den Strom, der über die Metall–Halbleitergrenzfläche fließt, zu messen.

Das Prinzip ist in Abbildung 5.1 am Beispiel eines n-Halbleiters dargestellt.

Durch die angelegte Spannung  $V_T$  tunneln Elektronen mit einer Energie  $eV_T$  von der negativ geladenen Spitze in die Metallschicht. Die Metall–Halbleitergrenzfläche ist spannungsfrei. Der injizierte Strom  $I_T$  liegt im Bereich von einigen nA. Die Energie der injizierten Elektronen liegt etwa 1 eV über dem Fermi Niveau des Metalls, weshalb sie als heiße Elektronen bezeichnet werden. Je nach Dicke der Metallschicht erreicht ein gewisser Prozentsatz der Elektronen die Metall–Halbleitergrenzfläche, ohne vorher gestreut zu werden („ballistisch“). Besitzen die Elektronen genügend Energie, können sie die Schottkybarriere überwinden und werden im Halbleiter als Kollektorstrom  $I_K$  detektiert, der im pA-Bereich liegt, vgl. Abbildung 5.2 links. Typischerweise werden 99% der heißen Elektronen im Metall gestreut und fließen über den Kontakt am Metall ab. Weniger als 1% werden als Kollektorstrom detektiert.

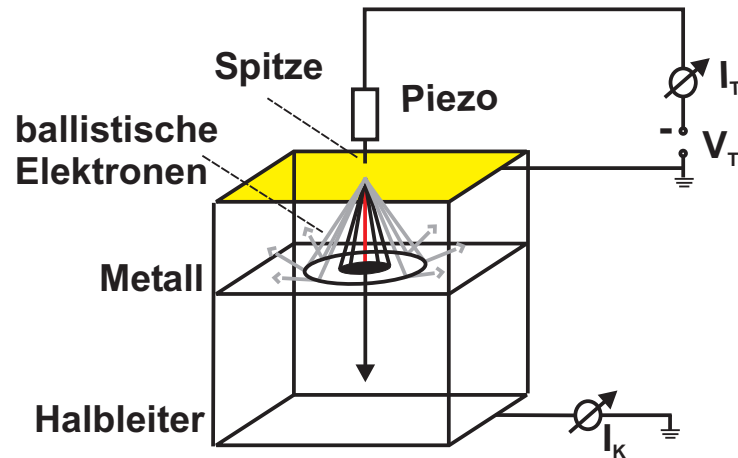


Abb. 5.1: Schematische Darstellung eines Ballistischen Elektronen Emissions Mikroskops.

Dieser Messaufbau entspricht einer drei Elektrodenanordnung, bei der die Spitze der Emitter, die Metallschicht die Basis und der Halbleiter der Kollektor ist.

Durch die Variation der Tunnelspannung kann die Energieverteilung der Elektronen kontrolliert werden. Wird der Kollektorstrom als Funktion der Tunnelspannung gemessen, weist die erhaltene  $I_K(V_T)$ -Kennlinie einen Schwellenwert bei  $V_T \approx \Phi_{SB}$  auf, vgl. Abbildung 5.2. Eine exakte Bestimmung der Schottkybarrierenhöhe ist nur durch die Anpassung der nach der Bell-Kaisergleichung (5.11) berechneten an die gemessene Kennlinie möglich.

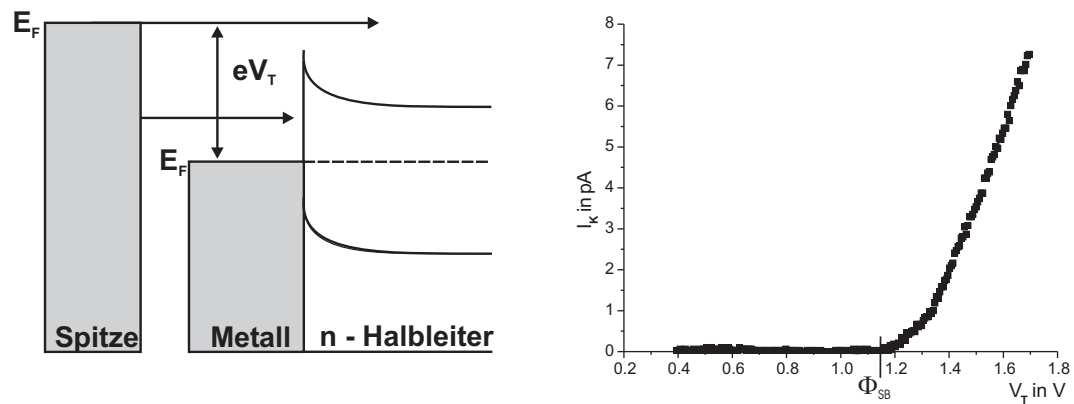


Abb. 5.2: **Links:** Schematisches Energiediagramm

**rechts:** Eine gemessene BEEM Kennlinie des Au / GaAs<sub>67</sub>P<sub>33</sub> Kontakts.



## 5.2 Theoretische Beschreibung nach Bell und Kaiser

Das Modell von Bell und Kaiser [4, 5, 94] beschreibt die Entstehung einer lokalen Kennlinie anhand der beteiligten Prozesse, d.h. dem elektrischen Transport zwischen Tunnelspitze und Kollektor. Es geht von folgenden Annahmen aus:

- Der Tunnelprozess zwischen Spitze und Metall wird durch die Theorie des Planaren Tunnelns beschrieben.
- Die Leitungsbandelektronen in Metall und Halbleiter werden als freie Elektronen beschrieben, wobei die Bandstruktur im Halbleiter in der Nähe des Leitungsbandminimums durch eine isotrope effektive Masse der Elektronen berücksichtigt wird.
- An der Grenzfläche zwischen Metall und Halbleiter wird ein abrupter Potentialsprung angenommen, der durch den energetischen Unterschied zwischen den Leitungsbandminima in Metall und Halbleiter gegeben ist.
- Die Parallelkomponente des Elektronenimpulses bleibt bei der Transmission über die Grenzfläche erhalten.
- Der quantenmechanische Transport an der Metall–Halbleitergrenzfläche wird vernachlässigt.

Die Beschreibung des BEEM Stroms kann in die folgenden drei Abschnitte unterteilt werden:

- (1) **Tunneln von der Spitze in die Metallschicht** hat eine Winkel- und Energieverteilung der Elektronen zur Folge.
- (2) **Transport der heißen Elektronen durch die Metallschicht**, in der elastische und inelastische Streuprozesse zu einer Verbreiterung der Richtungsverteilung der Elektronen führen können. Auf die ballistische Weglänge wird in Abschnitt 5.4 weiter eingegangen.
- (3) **Überqueren der Metall–Halbleitergrenzfläche**, unter Erhalt der Impulskomponente parallel zur Grenzfläche.

### (1) Planares Tunneln (Spitze $\rightarrow$ Metall)

Die Energie- und Richtungsverteilung des Tunnelstroms kann mit der Theorie des Planaren Tunnelns beschrieben werden. Dabei werden für die Elektroden zwei planparallele

unendlich ausgedehnte Metallplatten im Abstand  $s$  angenommen. Der Tunnelprozess läuft elastisch ab, d.h. die Impulskomponente  $k_{\parallel}$  parallel zu den Platten und der Gesamtimpuls bleiben erhalten. Die Metallelektronen werden als freies Elektronengas behandelt. Die Leitungsbandunterkante der Spitze ist der Energiebezugspunkt, vgl. Abbildung 5.2.

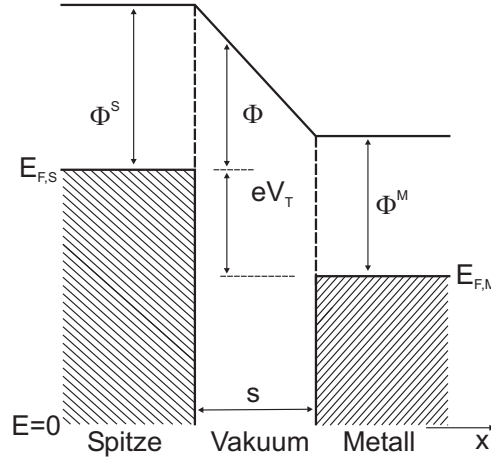


Abb. 5.3: Energieschema zur lokalen Injektion.  $\Phi^S$  und  $\Phi^M$  bezeichnen die Austrittsarbeit der Tunnelspitze, bzw. des Metallfilms.

$s$ : Breite der Tunnelbarriere

$E_{F,S}$ , bzw.  $E_{F,M}$ : Fermi Niveau der Spitze, bzw. des Metalls

$V_T$ : angelegte Spannung

Die Wentzel–Kramers–Brillouin (WKB) Näherung für das Planare Tunneln [95] geht von der Annahme aus, dass die räumlichen Ausdehnungen der Potentialänderungen groß sind im Vergleich zur Wellenlänge der Elektronen. Die Tunnelwahrscheinlichkeit ist damit

$$D(E_{\perp}, V_T) = \exp \left( \frac{-4\pi}{\hbar} \int_0^s \sqrt{2m(E_{F,S} + \Phi - E_{\perp})} dx \right) \quad (5.1)$$

Die Annahme einer quadratischen Barriere vereinfacht Gleichung (5.1) zu

$$D(E_{\perp}, V_T) \approx \exp \left( -\alpha s \sqrt{E_{F,S} + \Phi - E_{\perp}} \right) \quad (5.2)$$

mit

$$\Phi = \frac{\Phi^S - \Phi^M}{2} - \frac{eV_T}{2}, \quad \alpha = \sqrt{\frac{8m}{\hbar^2}} \quad \text{und} \quad E_{\perp} = \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m} = E \sin^2 \Theta. \quad (5.3)$$

Für den Tunnelstrom ergibt sich nach Simmons [96]

$$I_T = C \int_0^{\infty} dE_{\perp} D(E_{\perp}, V_T) \int_0^{\infty} dE_{\parallel} (f(E) - f(E + eV_T)). \quad (5.4)$$

mit

$$C = \frac{4\pi m a e}{\hbar^3} \quad (5.5)$$

und der Fermifunktion

$$f(E) = \left[ 1 + \exp \left( \frac{E - E_{F,S}}{k_B T} \right) \right]^{-1}, \quad (5.6)$$

a bezeichnet die effektive Tunnelfläche.

Der Term  $f(E) - f(E + eV_T)$  berücksichtigt, dass die Elektronen nur von besetzten Zuständen der Spitze in unbesetzte Zustände des Metallfilms tunneln können. Die Energie  $E_{\perp}$  gehört zur Impulskomponente  $k_{\perp}$  und die Energie  $E_{\parallel}$  zu  $k_{\parallel}$ . In Abbildung 5.4 ist der Zusammenhang zwischen den Impulskomponenten und dem Winkel  $\Theta$  schematisch dargestellt. Auf den Winkel  $\Theta$  wird später weiter eingegangen.

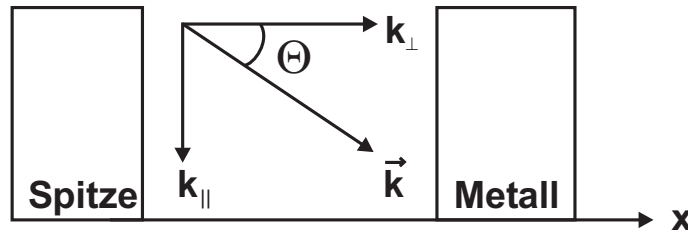


Abb. 5.4: Skizze zu den Impulskomponenten  $k_{\perp}$ ,  $k_{\parallel}$  und dem Winkel  $\Theta$ .

### (2) Transport der heißen Elektronen durch die Metallschicht

Etwa 99% der heißen Elektronen werden in der Metallschicht elastisch oder inelastisch gestreut. Bei der inelastischen Streuung verlieren sie einen Energiebetrag und können die Schottkybarriere eventuell nicht mehr überwinden. Die elastische Streuung führt zu einer Verbreiterung der Richtungsverteilung der Elektronen und zu einer Verlängerung des Weges der Elektronen. Bell und Kaiser berücksichtigten die Streuung der heißen Elektronen in der Metallschicht und in der Grenzfläche durch einen konstanten Transmissionsparameter  $R$ . Auf diesen wird in Abschnitt 5.4 näher eingegangen.

### (3) Transport durch die Metall–Halbleitergrenzfläche

Für den Transport durch die Grenzfläche soll neben der Energieerhaltung auch die Erhaltung des Impulses parallel zur Grenzfläche  $k_{\parallel}^{HL} = k_{\parallel}^{Metall} = k_{\parallel}$  gelten.

Damit die Elektronen die Schottkybarriere überwinden können, benötigen sie eine Mindestenergie senkrecht zur Grenzfläche

$$E_{\perp} \geq E_{\perp min} = E_{F,S} - eV_T + \Phi_{SB}. \quad (5.7)$$

Damit ergibt sich aus der Energieerhaltung ein maximaler Anteil parallel zur Grenzfläche

$$E_{\parallel} \leq E_{\parallel max} = \frac{m^*}{m - m^*} (E_{\perp} - E_{F,S} + eV_T - \Phi_{SB}). \quad (5.8)$$

Abbildung 5.5 zeigt die Fermikugel der Spitze im  $k$ -Raum. Elektronen mit einer Energie zwischen  $E_{F,S} - eV_T$  und  $E_{F,S}$  und mit  $k_{\perp} > 0$  können tunneln. Nur Elektronen mit einer Mindestenergie, vgl. Gleichung (5.7), können die Schottkybarriere überwinden, dies ist durch den grauen Bereich verdeutlicht. Der schwarze Akzeptanzkegel kennzeichnet die Zustände, die der Bedingung (5.8) genügen. Nur Elektronen aus diesen Zuständen finden im Halbleiter freie Zustände und können als Kollektorstrom detektiert werden.

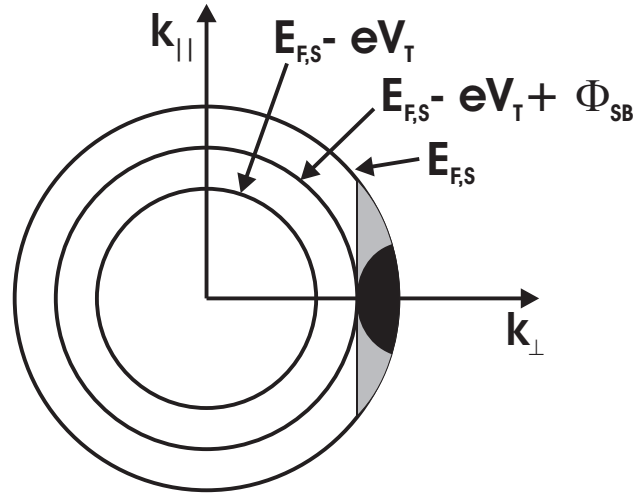


Abb. 5.5: Fermikugel der Spitze im  $k$ -Raum. Bei einer angelegten Spannung  $V_T$  können Elektronen mit einer Energie zwischen  $E_{F,S} - eV_T$  und  $E_{F,S}$  und mit  $k_{\perp} > 0$  tunneln. Der graue Bereich stellt die Zustände der Elektronen dar, welche die Bedingung (5.7) erfüllen. Der schwarze Bereich stellt die Zustände der Elektronen dar, die zudem die Bedingung (5.8) erfüllen. Nur die Elektronen, deren Zustände im schwarzen Bereich liegen, können im Halbleiter als Strom detektiert werden.

Abbildung 5.6 zeigt schematische eine Metall-Halbleitergrenzfläche. Aus den Einschränkungen für die Mindestenergie senkrecht zur Grenzfläche, Gleichung (5.7), und die maximale Energie parallel zur Grenzfläche, Gleichung (5.8), resultiert ein kritischer Winkel  $\Theta_C$ . Teilchen, die unter einem Winkel  $\Theta > \Theta_C$  auf die Grenzfläche treffen, werden reflektiert. Der kritische Winkel kann nach [94] für ein Teilchen der Energie  $E$  wie folgt angegeben werden

$$\sin^2 \Theta_C = \frac{m^*}{m} \frac{E_{F,M} - \Phi_{SB} - E}{E}. \quad (5.9)$$

Für zonenzentrierte Leitungsbandminima in Metall und Halbleiter erhält man für den kritischen Winkel [94]

$$\sin^2 \Theta_C = \frac{m^* (eV_T - \Phi_{SB})}{m E_{F,M} + eV_T}. \quad (5.10)$$

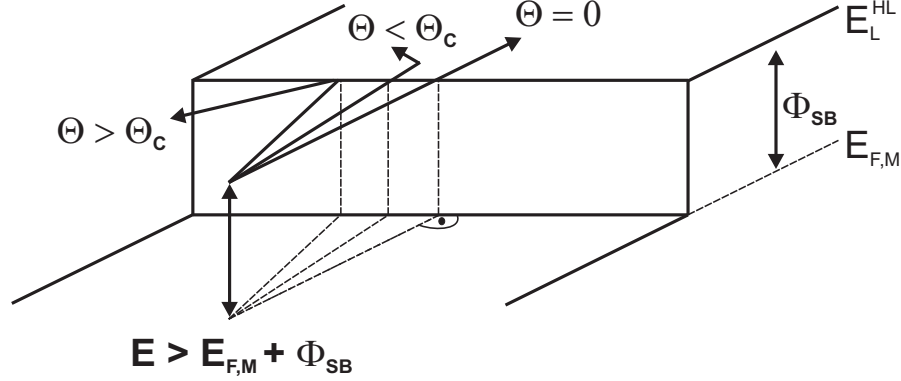


Abb. 5.6: Skizze zum Winkel  $\Theta$ . Dargestellt ist ein Teilchen der Energie  $E$ , welches auf eine Potentialstufe der Höhe  $E_{F,M} + \Phi_{SB}$  trifft. Es lässt sich ein kritischer Winkel  $\Theta_C$  angeben. Ist der Einfallswinkel  $\Theta$  des Teilchens größer als der kritische Winkel, so wird es reflektiert. Für  $\Theta < \Theta_C$  wird das Teilchen transmittiert und seine Impulsrichtung beim Überqueren der Grenzfläche geändert [94].

Aus der Gleichung für das Planare Tunneln (5.4) und den Einschränkungen (5.7) und (5.8) ergibt sich die Bell-Kaisergleichung für den Kollektorstrom [4, 5, 94]

$$I_K = R I_T \frac{\int_{E_{\perp min}}^{\infty} D(E_{\perp}, V_T) \int_0^{E_{\parallel max}} (f(E) - f(E + eV_T)) dE_{\parallel} dE_{\perp}}{\int_0^{\infty} D(E_{\perp}, V_T) \int_0^{\infty} (f(E) - f(E + eV_T)) dE_{\parallel} dE_{\perp}}. \quad (5.11)$$

Hierbei wird der Kollektorstrom auf den gesamten Tunnelstrom normiert. Der Transmissionsparameter  $R$  ist ein Maß für die Dämpfung des ballistischen Stroms durch die Metallschicht und wird im verwendeten Energieintervall als konstant betrachtet.

$I_T$  ist der konstant gehaltene Tunnelstrom, bei welchem das BEEM-Spektrum  $I_K(V_T)$  aufgenommen wird. Ist  $\Phi_{SB} \gg k_B T$ , kann die zweite Fermifunktion  $f(E + eV_T)$  im Zähler vernachlässigt werden.

In Abbildung 5.7 ist die Energieverteilung der injizierten und transmittierten Elektronen schematisch dargestellt. Der Nenner der Bell–Kaisergleichung beschreibt die Verteilung der injizierten Elektronen (Tunnelstrom  $I_T$ ) und wird durch die schraffierte Fläche angedeutet. Die Verteilung der durch die Grenzfläche transmittierten Elektronen (Kollektorstrom  $I_K$ ) wird durch den Zähler der Bell–Kaisergleichung beschrieben und durch die schwarze Fläche symbolisiert. Ist die Energie der injizierten Elektronen geringer als die Schottkybarrierenhöhe, kann kein Kollektorstrom detektiert werden. Erst im abgebildeten Fall für  $eV_T > \Phi_{SB}$  kann ein Teil des Tunnelstroms als Kollektorstrom nachgewiesen werden. Der Einsatzpunkt des Kollektorstroms in der  $I_K(V_T)$ –Kennlinie korreliert daher unmittelbar mit der lokalen Schottkybarrierenhöhe  $\Phi_{SB}$ .

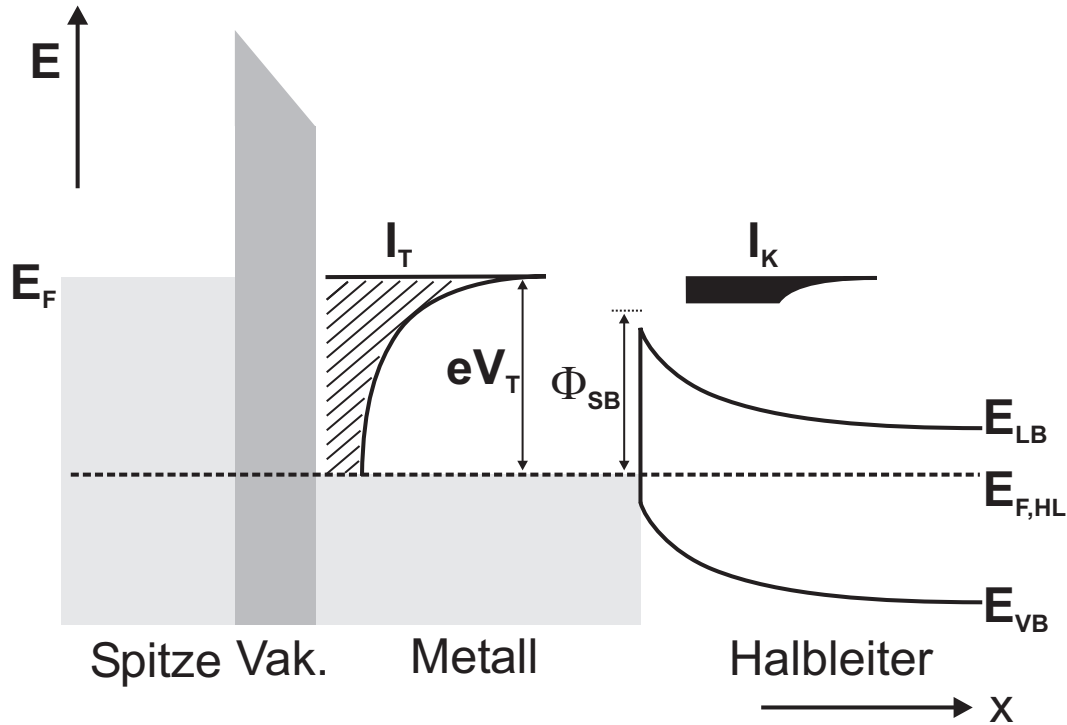


Abb. 5.7: Schematisches Energiediagramm zur Energieverteilung der injizierten Elektronen für den Fall  $eV_T > \Phi_{SB}$ . Die schraffierte Fläche beschreibt die Verteilung der injizierten Ladungsträger (Tunnelstrom  $I_T$ ) und entspricht dem Nenner in der Bell–Kaisergleichung (5.11). Die schwarze Fläche gibt die Verteilung der transmittierten Elektronen (Kollektorstrom  $I_K$ ) wieder und wird durch den Zähler der Bell–Kaisergleichung beschrieben.



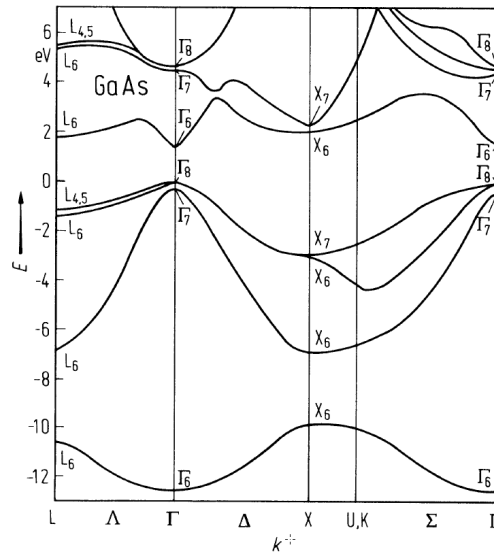


Abb. 5.9: Bandstruktur von GaAs nach [99]. GaAs hat eine direkte Bandlücke. Das Hauptminimum liegt im  $\Gamma$ -Punkt und die zwei Nebenminima liegen im L- und X-Punkt.

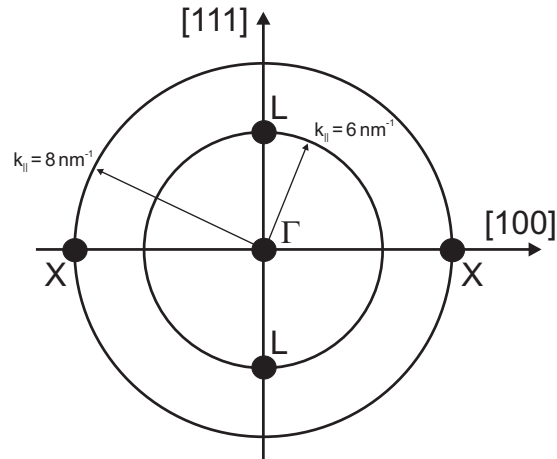


Abb. 5.10: Schematische Darstellung der freien Zustände im Halbleiter (schwarze Kreise) in  $[110]$ -Richtung

Der gesamte Kollektorstrom ergibt sich nach Gleichung (5.11) aus der Summe der einzelnen Ströme [94, 100]. Hierbei werden die Ströme über die Nebenminima im L- und X-Punkt jeweils zur Hälfte gezählt, da sie am Rand der Brillouinzone liegen.

$$I_K = I_{K,\Gamma} + \frac{1}{2}I_{K,L} + \frac{1}{2}I_{K,X}. \quad (5.12)$$



### Ortsauflösung des BEEMs

Die Ortsauflösung des BEEMs resultiert aus der Einschränkung für den Einfallswinkel der Elektronen. Nur Elektronen die unter einem Winkel kleiner dem kritischen Akzeptanzwinkel  $\Theta_C$  auf die Grenzfläche treffen, können diese überwinden, vgl. dazu Abbildung 5.6 und Gleichung (5.10).

In Tabelle 5.1 sind die kritischen Winkel für verschiedene Metall Halbleiter Kombinationen bei verschiedenen Tunnelspannungen zusammengestellt. Für die Dicke des Metallfilms wurden 7 nm angenommen. Die daraus resultierende Ortsauflösung kann aus dem kritischen Winkel und der Dicke der Metallschicht bestimmt werden. Bei der Berechnung wurde davon ausgegangen, dass nur ein Stromfluss über das Hauptminimum im  $\Gamma$ -Punkt stattfindet. Die Schottkybarrierenhöhe entspricht dem Einsatzzpunkt des Stromes über das Hauptminimum. Für die Ortsauflösung, der in dieser Arbeit aus  $I_K(V_T)$ -Kennlinien bestimmten Verteilungen der Schottkybarrierenhöhen und Transmissionsparameter, ist somit etwa 1 nm zu erwarten.

Für Tunnelspannungen  $V_T > \Phi_{SB} + \Delta E(\Gamma-L)$  muss der Stromfluss über die Nebenminima im X- und L-Punkt berücksichtigt werden. Heindl [101] schätzte die Ortsauflösung des BEEMs für Tunnelspannungen  $V_T = 2.5$  V kleiner 10 nm.

Halbleiter	Metall	$V_T$ in V	$E_{F,M}$ in eV	$\Phi_{SB}$ in eV	$\Theta_C$	Ortsauflösung
GaAs	Au	1.0	5.5	1.04	1.4°	0.3 nm
GaAs	Au	1.5	5.5	1.04	3.8°	0.9 nm
GaAs	Fe	1.1	11.1	0.8	2.3°	0.6 nm
GaAs	Fe	1.5	11.1	0.8	3.4°	0.8 nm
GaAs	Fe	1.7	11.1	0.8	3.9°	1.0 nm
GaAsP	Au	1.2	5.5	1.18	0.9°	0.2 nm
GaAsP	Au	1.5	5.5	1.18	3.6°	0.9 nm
Si	Au	1.3	5.5	0.81	6.9°	1.7 nm

Tab. 5.1: Zusammenstellung der Ortsauflösung des BEEMs für verschiedene Metall Halbleiter Kombinationen bei unterschiedlicher Tunnelspannung  $V_T$ .

## 5.3 Näherungen der Bell–Kaisergleichung

Die Bestimmung der Schottkybarrierenhöhe oder der Bandanpassung bei Heterostrukturen erfolgt aus der gemessenen Abhängigkeit des Kollektorstroms von der Tunnelspannung. Das Modell von Bell und Kaiser (BK) [4, 5] und das von Ludeke und Prietsch (LP) [97] basiert auf dem Planaren Tunneln und der Erhaltung der Parallelkomponente des Elektronenimpulses an der Metall–Halbleitergrenzfläche.

Bell und Kaiser [94, 102] zeigten, dass für den Kollektorstrom in der Nähe des Einsatzzpunktes eine quadratische Näherung gilt

$$I_K(V_T) \sim (eV_T - \Phi_{SB})^2 \quad (T \rightarrow 0). \quad (5.13)$$

Nach dem LP–Modell [97] wird der Verlauf des Kollektorstroms in der Nähe des Einsatzzpunktes durch  $I_K \sim (eV_T - \Phi_{SB})^{5/2}$  beschrieben.

Das LP–Modell berücksichtigt im Gegensatz zum BK–Modell die Energieabhängigkeit der mittleren freien Weglänge der Elektronen in der Metallschicht, die Elektron–Elektron–Streuung und die quantenmechanische Reflexion am Metall–Halbleiterübergang.

Bei höheren Tunnelspannungen ergeben sich bei beiden Näherungen deutliche Abweichungen. Der quantitative Unterschied zwischen den beiden Modellen liegt jedoch innerhalb der Fehlergrenzen. Die Abweichungen werden durch die Abhängigkeit der Verteilung des Tunnelstroms von der Spannung, der Streuung der Elektronen in der Metallschicht und im Halbleiter und der Stoßionisation im Halbleiter verursacht [97].

Somit ist es möglich aus der  $I_K(V_T)$ –Kennlinie durch eine einfache lineare Regression die Schottkybarrierenhöhe zu berechnen. Die Näherung von Bell und Kaiser wird in der Literatur neben der von Prietsch [97] zur Bestimmung der Schottkybarrierenhöhe aufgrund ihrer Einfachheit verwendet.

In Abbildung 5.11 ist links eine lokale  $I_K(V_T)$ –Kennlinie (Punkte) einer Au/GaAs(100) Diode abgebildet [5]. Die Gerade a gibt die Nulllinie an, die Kurven b, c und d sind die berechneten Verläufe bei Berücksichtigung des  $\Gamma$ -, L- und X-Bandminimums.

In Abbildung 5.11 rechts ist der Kollektorstrom einer Fe/GaAs(100) Diode gegen  $V_T^2$  aufgetragen. Die eingezeichnete Gerade a ist die Nulllinie, der Schnittpunkt der Gerade b mit a die Schottkybarrierenhöhe. Aus den Schnittpunkten der Geraden c mit b, bzw. d mit c können die Bandabstände  $\Gamma$ -L und  $\Gamma$ -X bestimmt werden.

In der vorliegenden Arbeit war die Verwendung dieser Näherung, wegen eines zu geringen Signal–Rauschverhältnisses, nicht möglich.

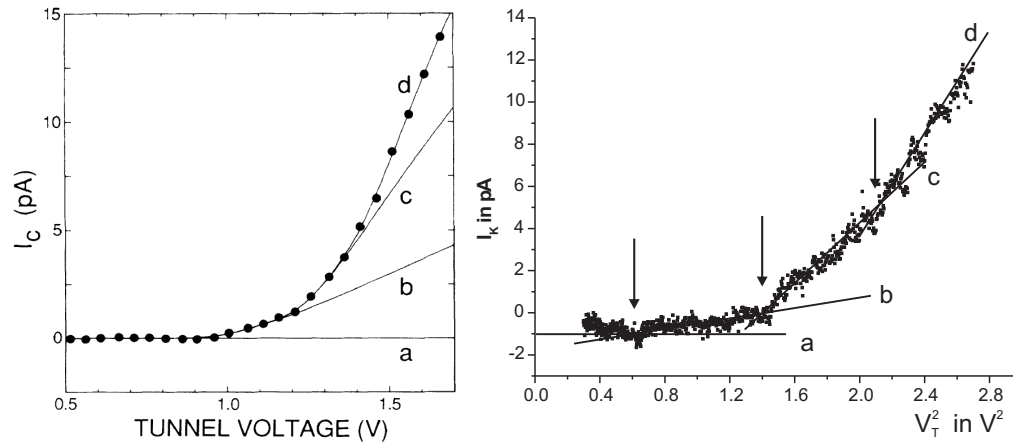


Abb. 5.11: **Links:**  $I_K(V_T)$ -Kennlinie (Punkte). Die Gerade a gibt die Nulllinie an. Die Kurven b, c und d geben den Verlauf des Kollektorstroms, unter Berücksichtigung der Leitungsbandminima im  $\Gamma$ -, L- und X-Punkt, wieder [5].

**Rechts:** Auftragung von  $I_K$  gegen  $V_T^2$  einer lokalen Kennlinie von Fe/GaAs(100). Der Schnittpunkt der Geraden b mit a ergibt die Schottkybarrierenhöhe. Aus dem Schnittpunkt der Geraden c mit b, bzw. d mit c kann der Bandabstand  $\Gamma$ -L, bzw.  $\Gamma$ -X bestimmt werden.

## 5.4 Die ballistische Weglänge

Die Streuung der heißen Elektronen in der Metallschicht und in der Grenzfläche berücksichtigen Bell und Kaiser bei der Beschreibung des Kollektorstroms durch einen konstanten Transmissionsparameter  $R$ . Die Elektronen können in der Metallschicht sowohl elastisch wie auch inelastisch gestreut werden.

Die elastische Streuung führt zu einer größeren effektiven Weglänge der Elektronen von der Spitze zur Grenzfläche und zu einer Verbreiterung der Richtungsverteilung der Elektronen an der Grenzfläche. Vancea schätzte experimentell die elastische Streulänge für Elektronen nahe der Fermienergie in Au auf  $(31 \pm 6)$  nm [103].

Die inelastische Streuung wird in dem verwendeten Energiebereich, etwa 2 eV über der Fermienergie, hauptsächlich durch Elektron-Elektron-Streuung verursacht, da diese Energien normalerweise für die Plasmonenanregung zu gering sind [104]. Die Streulänge  $l_{e-e}$  der Elektron-Elektron-Streuung kann für einfache Metalle, z.B. Gold, nach einem theoretischen Ansatz von Quinn [105] berechnet werden

$$l_{e-e} \text{ (nm)} = 14.5 \frac{(E_F \beta)^{3/2}}{\tan^{-1} \beta^{-1/2} + \beta^{1/2}(1 + \beta)^{-1}} \cdot \frac{E}{(E - E_F)^2} \quad (5.14)$$

mit

$$\beta = (4/9\pi)^{1/3} (r_s/\pi)$$

$r_s$ : Wigner–Seitz Radius normiert auf den ersten Bohrschen Radius  $a_0 \approx 0.16 \text{ nm}$

$E_F$ : Fermienergie der Metallschicht

$E$ : Energie der heißen Elektronen.

Im Wesentlichen ist die inelastische Streulänge abhängig von der Elektronenkonzentration im Metall und sinkt mit steigender Elektronenenergie. Für Gold ergibt sich nach Gleichung (5.14) eine inelastische Elektron–Elektron–Streulänge von 10 nm, wenn die Energie der Elektronen 1 eV über der Fermienergie angenommen wird und die Parameter für Gold  $r_s = 3.01$  und  $E_F = 5.53 \text{ eV}$  eingesetzt werden.

Inelastische Phononenstreuung wird als quasi-elastische Streuung betrachtet, da sie nur einen geringfügigen Energieverlust von etwa 10 meV bewirkt [97].

Es ergibt sich eine energieabhängige inelastische Streulänge

$$\lambda_{in} \sim 1/(eV_T)^2, \quad (5.15)$$

diese wird für  $eV_T \leq \Phi_{SB} + 0.5 \text{ eV}$  in erster Näherung als konstant angenommen [106].

Es kann eine ballistische Weglänge  $\lambda_b$  der Tunnelelektronen in der Metallschicht definiert werden, welche den gesamten Verlust im Metall berücksichtigt

$$\frac{1}{\lambda_b} = \frac{1}{\lambda_{el}} + \frac{1}{\lambda_{inel}}. \quad (5.16)$$

Diese Länge kann experimentell aus der Dickenabhängigkeit des Kollektorstroms bei gegebener Energie abgeschätzt werden. Es gilt

$$\frac{I_K}{I_T} \sim \exp\left(-\frac{d}{\lambda_b}\right) \quad (5.17)$$

mit der Schichtdicke  $d$ .

Die Verluste in der Grenzfläche werden dabei als konstant, unabhängig von der Energie der Elektronen und der Art der Metallschicht, betrachtet.

In ferromagnetischen Schichten treten zwei weitere Streuprozesse auf, die Magnonen Streuung und die durch die Stoner Anregung verstärkte Elektron-Elektron-Streuung. Diese bewirken eine Abnahme der ballistischen Weglänge bei Ferromagneten.

In [107] findet sich eine kurze Zusammenfassung dieser Streuprozesse und deren Einfluß auf den spinabhängigen Transport in magnetischen Tunneltransistoren.

In Tabelle 5.2 sind die ballistischen Weglängen einiger Metalle zusammengestellt. Dabei wird der Unterschied in den ballistischen Weglängen zwischen Nichtmagnet und Ferromagnet deutlich.

Metall	$\lambda$ in nm
Au	12.5 [108]
Pt	3.5 [109]
Fe	0.6 [110]
Ni	1.1 [110]
Co	0.8 [110]

Tab. 5.2: Die ballistischen Weglängen einiger Metalle.

## 5.5 Signal–Rauschverhältnis in den BEEM Spektren

Über 99% der injizierten Elektronen werden im Metall gestreut und können die Schottkybarriere nicht mehr überwinden. Der detektierte Kollektorstrom liegt bei einigen pA und hängt empfindlich, vor allem bei Ferromagneten aufgrund der kurzen ballistischen Weglänge, von der Dicke der Metallschicht ab.

Die gewachsene Metallschicht sollte geschlossen, aber möglichst dünn sein. Es wurden im Rahmen dieser Arbeit Dioden mit Eisenschichtdicken zwischen 0.5 nm und 2.0 nm gewachsen. Als Halbleitersubstrat wurde GaAsP/GaAs verwendet, das nasschemisch vorbehandelt wurde, vgl. Abschnitt 6.2. In Abbildung 5.12 sind die integralen Strom–Spannungskennlinien dargestellt.

Der Verlauf der Kennlinien und die Schottkybarrierenhöhen, vgl. Tabelle 5.3, legen den Schluss nahe, dass eine 0.5 nm dicke Eisenschicht nicht geschlossen ist.

Abbildung 5.13 zeigt links die Topographie und rechts das zugehörige Kollektorstrom Bild der Diode mit 0.5 nm Eisen. Im Kollektorstrom sind Bereiche mit geringem Signal zu erkennen. Diese zeigen keine Korrelation zur Oberflächen Topographie. Da die ballistische Weglänge der Elektronen in Eisen viel geringer als in Gold ist, werden diese beim Durchgang durch Eisen stärker gestreut und das Kollektorstrom Signal nimmt ab. Die dunklen

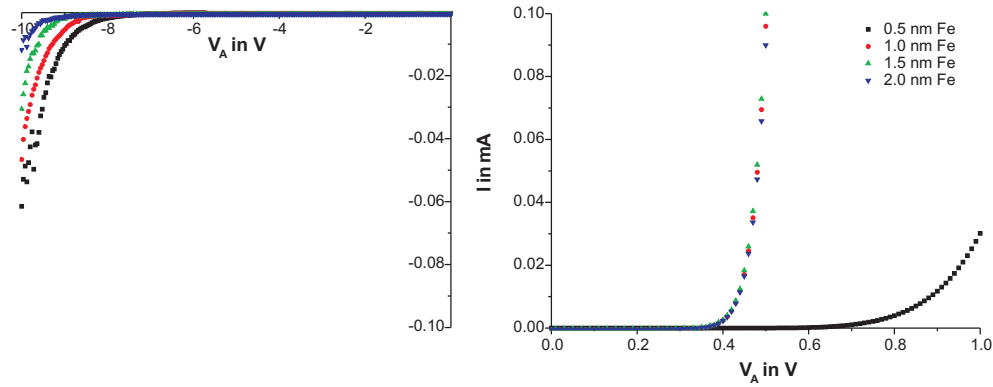


Abb. 5.12: Integrale Kennlinien von vier Dioden mit Eisenschichtdicken zwischen 0.5 nm und 2 nm. **Links** ist die Sperrrichtung und **rechts** die Durchlassrichtung der Dioden abgebildet. Der Kennlinienverlauf der Diode mit 0.5 nm Eisen deutet auf eine nicht geschlossene Eisenschicht hin.

Schichtdicke in nm	0.5	1.0	1.5	2.0
Schottkybarrierenhöhe in meV	1250	990	990	1000

Tab. 5.3: Aus den Strom–Spannungskennlinien, vgl. Abbildung 5.12, mit Hilfe des Norde-plots bestimmten Schottkybarrierenhöhen.

Bereiche können somit Eisenclustern zugeordnet werden.

Für die BEEM Messungen sollte somit eine maximale Eisenschichtdicke von 1 nm optimal sein. Bei dieser Dicke ist eine geschlossene Eisenschicht gewährleistet und ein maximal mögliches Signal–Rauschverhältnis zu erreichen.

Die ballistischen Weglängen von Eisen und Kobalt liegen bei  $\lambda_{Fe} = 0.6$  nm und  $\lambda_{Co} = 0.8$  nm, vgl. Tabelle 5.2. Eine Kobaltschichtdicke von 1 nm sollte optimal sein.

Abbildung 5.14 zeigt eine lokale Kennlinie der Fe / GaAs(110) Diode. Das Rauschen kann zu  $\Delta I_K = \pm 0.3$  pA abgeschätzt werden.

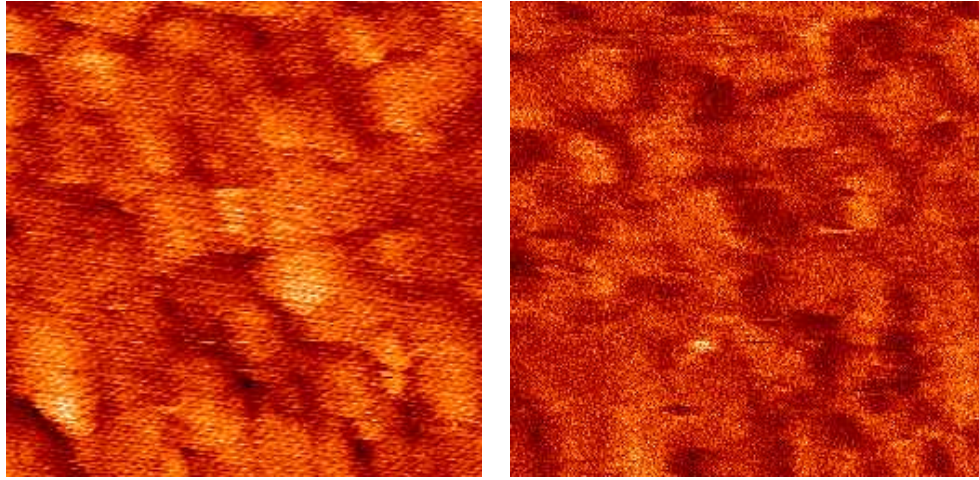


Abb. 5.13: **Links** ist die Topographie und **rechts** der Kollektorstrom einer Diode mit einer 0.5 nm Eisenschicht dargestellt. Zum Schutz vor Oxidation wurde die Eisenschicht mit einer 6 nm dicken Goldschicht abgedeckt. Die Bilder haben eine Kantenlänge von 100 nm. Die maximalen Höhenunterschiede in der Topographie betragen 2.2 nm. Der maximale Kollektorstrom liegt bei 6 pA ( $U_T = 1.9$  V und  $I_T = 3$  nA). Die Farbskala geht jeweils von weinrot/dunkel (Null) nach orange/weiß (maximaler Wert).

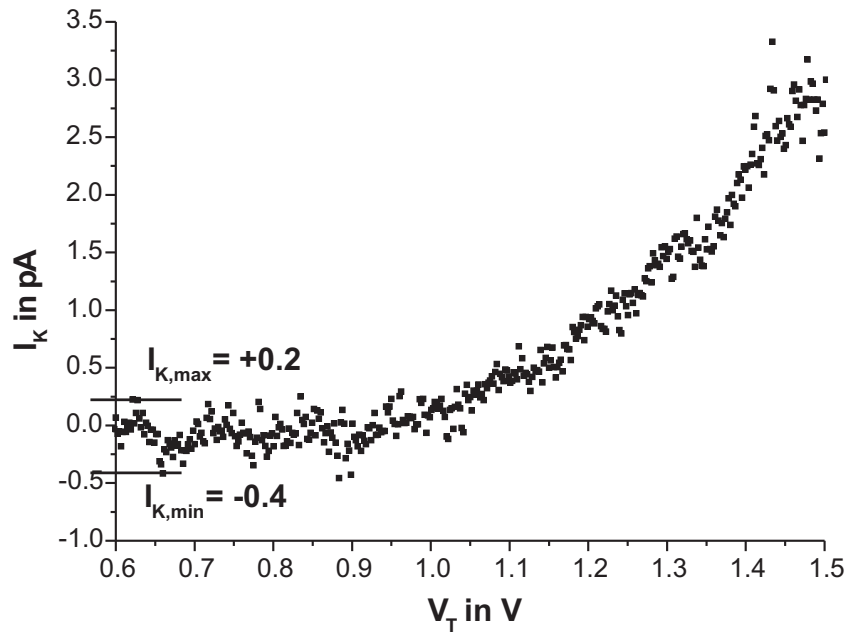


Abb. 5.14: Eine lokale Kennlinie der Fe / GaAs(110) Diode. Für das Rauschen ergibt sich eine Varianz  $\Delta I_K = \frac{1}{2} (|I_{K,min}| + |I_{K,max}|) = \pm 0.3$  pA.

## 6 Die untersuchten Systeme und die verwendete Messmethode

In dieser Arbeit wurden vier verschiedene n-Halbleiter Substrate verwendet, zwei mit (100) Orientierung und zwei mit (110) Orientierung. Die verwendeten Halbleiter und die Metallisierungen sind in Tabelle 6.1 zusammengestellt.

Material	Dotierung in $\text{cm}^{-3}$	Metallisierung
n-GaAs <sub>67</sub> P <sub>33</sub> / n+ GaAs (100)	$3 \cdot 5 \cdot 10^{16} / 1 \cdot 10^{18}$	Au
n-GaAs / n+ GaAs (100)	$2.3 \cdot 10^{17} / 1 \cdot 3 \cdot 10^{18}$	Fe
n-GaAs (110)	$2.4 \cdot 5.3 \cdot 10^{16}$	Au, Fe, Co, Fe <sub>50</sub> Co <sub>50</sub>
n-GaAs / n-AlGaAs (110)	vgl. Abb. 6.2	Au, Fe

Tab. 6.1: Zusammenstellung der verwendeten Halbleitersubstrate.

### 6.1 Metallisierung mit Hilfe der Molekularstrahlepitaxie

Die Qualität der Grenzfläche zwischen Metall und Halbleiter beeinflusst die Eigenschaften einer Schottkydiode. Verunreinigungen, Störstellen oder eine Durchmischung von Metall und Halbleiter sollten vermieden werden.

Mit Hilfe der Molekularstrahlepitaxie (MBE) ist es möglich sehr dünne und glatte epitaktische Metallschichten herzustellen, vgl. Abschnitt 4.2.

Durch eine gezielte Vorbehandlung aus Ätzen mit Argonionen und Tempern ist es bei GaAs(100) möglich, eine glatte Oberfläche ohne Oxid und Verunreinigungen herzustellen. Bei den in dieser Arbeit hergestellten Dioden auf GaAs(100) und GaAsP(100) wurde das Substrat nasschemisch vorbehandelt, da hier durch eine dünne Oxidschicht, etwa 1 nm, eine Diffusion der Metallatome in den Halbleiter unterdrückt wird und die Grenzfläche homogener ist.

Diese Vorbehandlung ist bei Proben mit (110) Orientierung nicht nötig. Durch das Spalten des Wafers in-situ entsteht eine atomar glatte Oberfläche ohne Verunreinigungen.

Die verwendete MBE-Anlage verfügt über vier Öfen, aus denen Gold, Silber, Eisen und eine Legierung aus Fe<sub>34</sub>Co<sub>66</sub> verdampft werden können. Eine Legierung z.B. aus Fe<sub>50</sub>Co<sub>50</sub>



kann durch gleichzeitiges Aufdampfen aus dem Eisen und dem Eisen-Kobalt Tiegel mit definierten Dampfdraten gewachsen werden. Der Probenhalter kann zum Tempern der Proben auf Temperaturen bis 900 K geheizt werden. Die Substratoberfläche kann mit Hilfe eines Argonionenstrahls geätzt werden (Argonsputtern). Die Depositionsrate eines Metalls wird beim Aufdampfen mittels Schwingquarz-Mikrowaagen gemessen. Weiterhin besteht die Möglichkeit zur Kontrolle der Substratoberfläche oder des epitaktischen Metallwachstums, Elektronenbeugung unter streifendem Einfall (RHEED) anzuwenden. Aufgrund des Probenhalters und der Probengeometrie war die Verwendung des RHEEDs zur Kontrolle des Wachstums bei den in dieser Arbeit hergestellten Dioden nicht möglich.

## 6.2 Die Herstellung der Schottkydioden

### Vorbehandlung und ohmscher Kontakt am Halbleiter

#### Substrate mit (100) Orientierung

Ausgangsmaterial für die Substrate mit (100) Orientierung war ein n+ GaAs(100) Wafer mit einer Dotierung von  $1\text{--}3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Der n+ Halbleiter diente zur einfacheren Herstellung des ohmschen Kontakts.

Auf diesen wurde am Lehrstuhl Wegscheider n-GaAs(100) mit einer Dotierung  $N_D = 2.3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  gewachsen.

Bei GaAs<sub>67</sub>P<sub>33</sub>(100) (Osram) weist die n Schicht eine Dotierung von  $3\text{--}5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  und der n+ Wafer eine Dotierung von  $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  auf.

Abbildung 6.1 zeigt schematisch diese Probengeometrie.

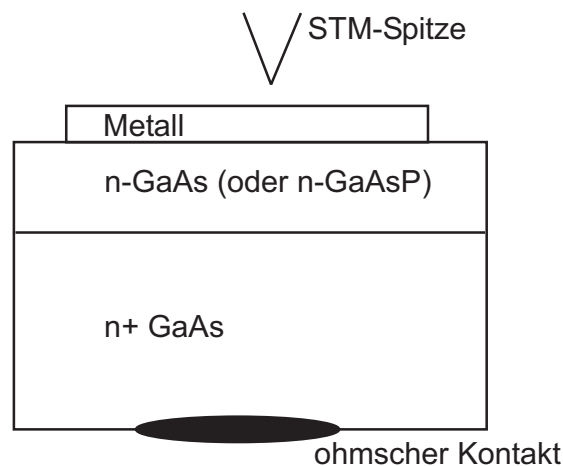


Abb. 6.1: Schematische Darstellung der Probengeometrie in (100)-Richtung

Vor der Metallisierung wurden die Halbleitersubstrate nasschemisch vorbehandelt. Dabei wurde der Halbleiter im Ultraschallbad abwechselnd mit Aceton / Reinstwasser / Methanol / Reinstwasser gereinigt, dann für 30 Sekunden in eine Ätzlösung, bestehend aus  $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$  (3:1:1) getaucht und anschließend mit Reinstwasser und Methanol abgespült, vgl. z.B. [111]. Das Substrat wurde unmittelbar nach der Vorbehandlung in die MBE eingeschleust, wobei die Zeit an Luft ausreicht, damit sich eine dünne Oxidbarriere ausbilden kann, und bei  $300^\circ\text{C}$  für 24 Stunden im UHV getempert. Die Oxidbarriere ist dünn genug, damit sie von den heißen Elektronen durchtunnelt werden kann, verhindert aber die Diffusion von Gold- und Eisenatomen in den Halbleiter.

Der ohmsche Kontakt am Halbleiter entstand durch das Einlegieren von GaIn während des Temperns, genauere Untersuchungen dazu finden sich in [112].

### Spaltkanten in (110) Orientierung

Für die GaAs(110) Schottkykontakte wurde ein n-Halbleiter ( $2.4 - 5.3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) mit einer (100) Oberflächenorientierung der Firma Freiberger im UHV gespalten und diese Spaltkante mit (110) Orientierung mit einem Metall überwachsen.

Für die Messungen an den Heterostrukturen wurde eigens am Lehrstuhl Wegscheider eine passende Halbleiterstruktur gewachsen.

Abbildung 6.2 zeigt schematisch die Probengeometrie in (110) Orientierung, mit der gewachsenen Heterostruktur als Spaltkante.

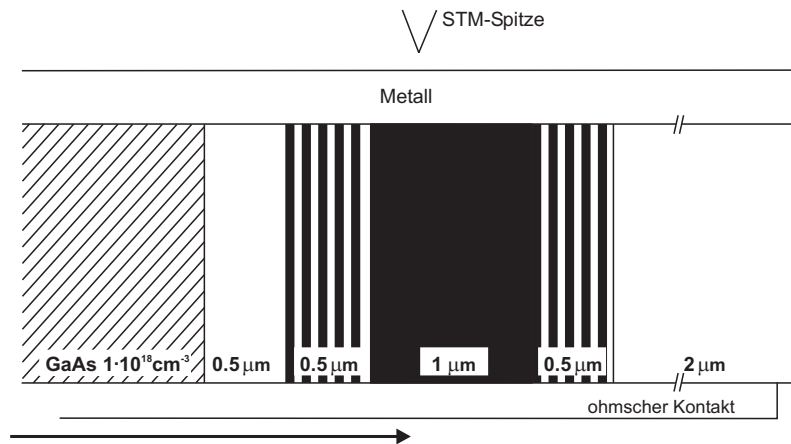


Abb. 6.2: Skizze der Probengeometrie in (110) Orientierung. Als Substrat ist die verwendete Heterostruktur als Spaltkante abgebildet. Die Wachstumsrichtung ist durch den Pfeil gekennzeichnet. Das aufgewachsene  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  ( $2.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) ist schwarz und GaAs ( $3.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) weiß dargestellt. Das Substrat war ein n+ GaAs(100) Wafer ( $1-3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ).

Damit eine glatte Bruchfläche entsteht, ist es nötig, die Substrate vorzuritzen. Dies geschah am Lehrstuhl Wegscheider mit dem dort vorhandenen PC-gesteuerten Diamantritzer. Der ohmsche Kontakt am Halbleiter wurde durch ein in Regensburg entwickeltes Verfahren hergestellt. Zwischen geerdetem Substrat und einem feinen Au-Draht wird mit Hilfe eines Punktschweißgerätes eine Spannung von 25 V angelegt und das Substrat mehrmals punktiert. Durch die Funkenentladung diffundieren Au-Atome in den Halbleiter, dies führt lokal zu einer hohen Dotierung des GaAs und somit zum ohmschen Kontakt. Der Kontaktwiderstand beträgt einige wenige Ohm, vgl. Abbildung 6.3.

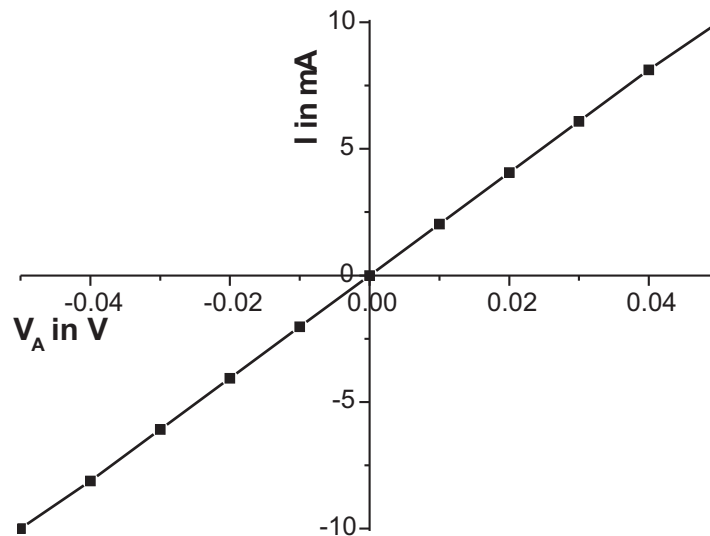


Abb. 6.3: Ohmsche Kennlinie des Kontakts am Halbleiter, der Widerstand liegt bei  $5\,\Omega$ .

### Aufbringen und Kontaktieren der Metallschicht

Die Au, Fe und  $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}$  Metallschichten wurden in der Molekularstrahlepitaxie-Anlage am Arbeitskreis Bayreuther, die Co-Metallschichten in der am Arbeitskreis Back hergestellt. Alle Metallschichten wurden zum Schutz vor Oxidation mit 6 nm Au abgedeckt.

Bei der Herstellung der Proben mit (100) Orientierung wurde eine Lochmaske verwendet. Die Diodenfläche hat einen Durchmesser von 2 mm, bzw. 3 mm. Durch die Lochmaske konnte die Diodenfläche verkleinert und damit der differentielle Widerstand  $R_0$  vergrößert werden, vgl. Abschnitt 6.3.

Die Kontaktierung der Metallschicht erfolgte durch das Ankleben eines feinen Drahtes mit einem 2-Komponenten-Silberkleber per Hand. Dieser wurde anschließend mit dem geerdeten Teil des Probenhalters verbunden.

## 6.3 BEEM und BEES: Apparatur und Messmethode

### Apparatur

Ein vorhandenes UHV–STM der Firma Omicron wurde im Rahmen dieser Arbeit zu einem Ballistischen Elektronen Emissions Mikroskop umgebaut.

Abbildung 6.4 zeigt vereinfacht die Messschaltung des verwendeten UHV BEEMs. Beim Strom–Spannungswandler für den Kollektorstrom sind wegen der sehr geringen Ströme im pA–Bereich die Anforderungen an die thermische Stabilität, das Rauschen und die Eingangsruheströme hoch. Aus diesem Grund wurde ein OPA 128 LM der Firma Burr Brown verwendet.

Mit einem  $1\text{ G}\Omega$  Rückkopplungswiderstand der Firma Infratron GmbH ergibt sich eine Verstärkung von  $1.041 \cdot 10^9 \frac{\text{V}}{\text{A}}$ . Der Eingangswiderstand von  $2\text{ M}\Omega$  wurde vorgeschaltet, um Rauschströme im Stromkreis des Kollektorstromwandlers, die aufgrund induzierter Rauschspannungen entstehen können, zu vermindern.

Eine große Rolle spielt hier auch der differentielle Widerstand der Schottkydiode bei einer angelegten Spannung um 0 V. Diesen erhält man durch Differentiation der Gleichung (3.11) nach  $V_A$

$$R_0 = \left( \frac{dI(V_A)}{dV_A} \bigg|_{V_A=0} \right)^{-1} = \frac{k}{A^* T S e} \exp \left( \frac{\Phi_{SB}}{k_B T} \right). \quad (6.1)$$

Der differentielle Widerstand hängt zum einen von der Schottkybarrierenhöhe und zum anderen von der Diodenfläche  $S$  ab.

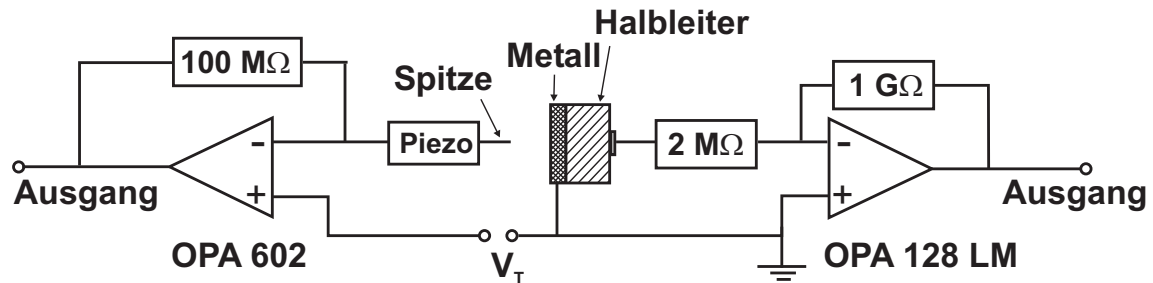


Abb. 6.4: Vereinfachte Messschaltung des verwendeten UHV BEEMs.

### Messmethode

Bei einer Standard BEEM Messung wird die Topographie  $z$  und der Kollektorstrom  $I_K$ , bei fest gewählter Tunnelspannung  $V_T$  und Tunnelstrom  $I_T$ , abgebildet.

Die verwendete Messsoftware der Firma Omicron bietet zwei verschiedene Möglichkeiten  $I_K(V_T)$ -Kennlinien aufzunehmen. Zum einen können während der Messung auf dem Topographie Bild oder dem Kollektorstrom Bild per Mausklick beliebige Punkte ausgewählt werden, an denen jeweils sofort eine Kennlinie aufgenommen wird. Diese wird im Folgenden als **Einzelmesskurve** bezeichnet. Bei den Einzelmesskurven wurden Kennlinien mit 200 bis 2000 Strom-Spannungswerte aufgenommen.

Zum anderen können Kennlinien an vorgegebenen Punkten automatisch gemessen werden. Hier definiert man vor der Messung ein Gitter, an dessen Kreuzungspunkten jeweils eine Kennlinie aufgenommen wird. Topographie, Kollektorstrom bei vorgewählter Tunnelspannung und die  $I_K(V_T)$ -Kennlinien werden „gleichzeitig“, d.h. Punkt für Punkt, gemessen. Diese Messmethode wird als **SBH-Map** (SchottkyBarrierenHöhen-Map) bezeichnet.

Aufgrund des Signal-Rauschverhältnisses musste die maximale Mittelung von 160 ms pro Messpunkt verwendet werden. Damit ergab sich für eine SBH-Map mit einem Gitter von 64 x 64 Pixel und 15 Messpunkten pro Kennlinie eine Messzeit von etwa 4 Stunden. Der Abstand zwischen zwei gemessenen Kennlinien beträgt bei einer Kantenlänge von 100 nm 2 nm. Eine Kantenlänge von 64 nm hat bei dem verwendeten Gitter von 64 x 64 Pixel einen Abstand zwischen den Kennlinien von 1 nm zur Folge.

Die gemessenen Kennlinien wurden mit einer selbst programmierten Fitroutine ausgewertet, vgl. dazu Abschnitt 6.4.

In Abbildung 6.5 ist links die Topographie und rechts der zugehörige Kollektorstrom der  $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}$  / GaAs(100) Grenzfläche dargestellt. Die Aufnahmen gehören zu einer 4-stündigen SBH-Map Messung. Die Bildgröße ist (100 x 100) nm, der maximale Höhenunterschied beträgt 0.5 nm und der maximale Kollektorstrom 8 pA. Die Querstreifen und die weißen ausgefranst Bereiche in der Topographie und die entsprechenden dunklen Bereiche im Kollektorstrom sind Artefakte der STM Spitze.

## 6.4 Fitroutine zur Datenanalyse basierend auf der Bell–Kaisergleichung

Aufgrund des schlechten Signal-Rauschverhältnisses war es nicht möglich aus den Kennlinien der SBH-Maps die Schottkybarrierenhöhe durch eine lineare Regression zu bestim-

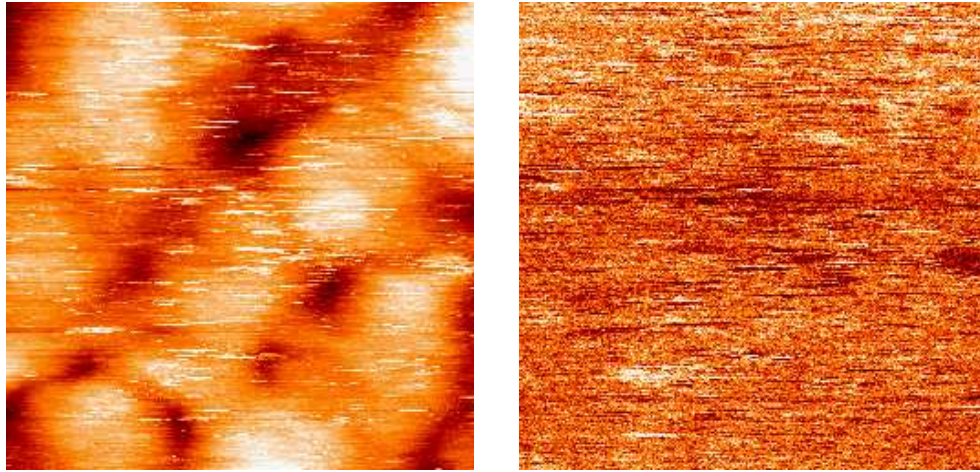


Abb. 6.5: Typisches Topographie (**links**) und Kollektorstrom Bild (**rechts**) einer 4 Stunden SBH–Messung. Die Höhenunterschiede in der Topographie betragen maximal 0.5 nm, der maximale Kollektorstrom liegt bei 8 pA und die Kantenlänge ist 100 nm. Die Querstreifen in der Topographie und im Kollektorstrom Bild sind Artefakte der STM Spitze. Die Farbskala geht jeweils von weinrot/dunkel (Null) nach orange/weiß (maximaler Wert).

men. Deshalb wurde ein eigenes Fitprogramm, basierend auf der Bell–Kaisergleichung (5.11), in Visual C++ 6.0 erstellt. Dieses wird mit **Fitprogramm** bezeichnet. Die Integration erfolgte numerisch mittels der Simpsonformel (6.2) [113] und der Fit mittels der NAG–Routine e04fcc (nag\_opt\_lsqr\_no\_deriv) [114].

$$\int_a^b f(x)dx = \frac{l}{6} \left( f(a) + 2 \sum_{i=1}^{n-1} f(a + il) + 4 \sum_{i=0}^{n-1} f(a + (i + \frac{1}{2})l) + f(b) \right) \quad (6.2)$$

mit  $l = \frac{b-a}{n}$ .

Die  $I_K(V_T)$ –Kennlinien einer SBH–Map Messung werden von der Messsoftware als Abfolge von Frames gespeichert, jeder Frame ist ein Kollektorstrom Bild, das zu einem bestimmten Spannungswert  $V_T$  gehört.

Fitparameter sind die Schottkybarrierenhöhen  $\Phi_{SB}$  und die Transmission  $R$ . Ist an einem Messpunkt bei einer Kennlinie Signal und Rauschen gleich groß, etwa 0.3 pA, so werden die Werte für  $\Phi_{SB}$  und  $R$  gleich Null gesetzt. Die so erhaltenen Werte für die Schottkybarrierenhöhe und die Transmission werden in jeweils eine Matrix gespeichert.

Aus den Bildern für die Schottkybarrierenhöhe  $\Phi_{SB}$  und die Transmission  $R$  kann mit

Hilfe kommerzieller Programme, z.B. Origin<sup>TM</sup>, die mittlere Schottkybarrierenhöhe und der mittlere Transmissionsparameter für jedes aufgenommene Bild bestimmt werden. Dazu wird je ein Histogramm erstellt und die erhaltenen Verteilungen mit einer Gaussfunktion gefittet. Abbildung 6.6 zeigt die verwendete Gaussfunktion. Abbildung 6.7 zeigt ein SBH–Bild und die zugehörige Verteilung der Schottkybarrierenhöhen (Punkte) mit Gaussfit (durchgezogene Linie).

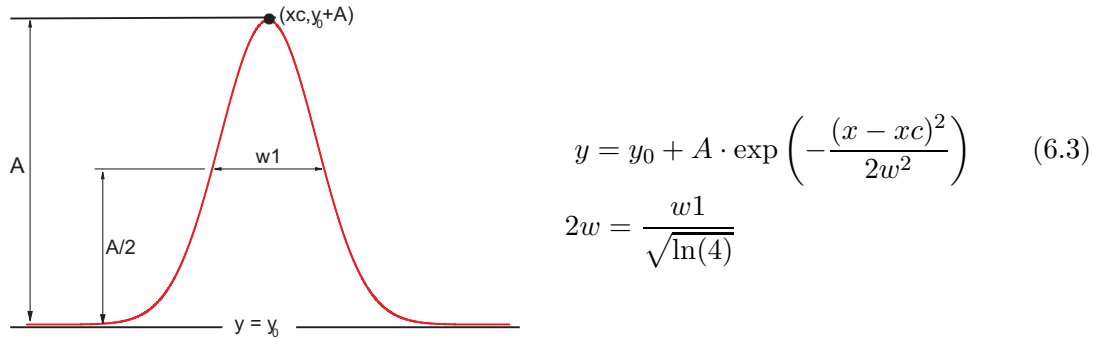


Abb. 6.6: Die für den Gaussfit verwendete Gaussfunktion.

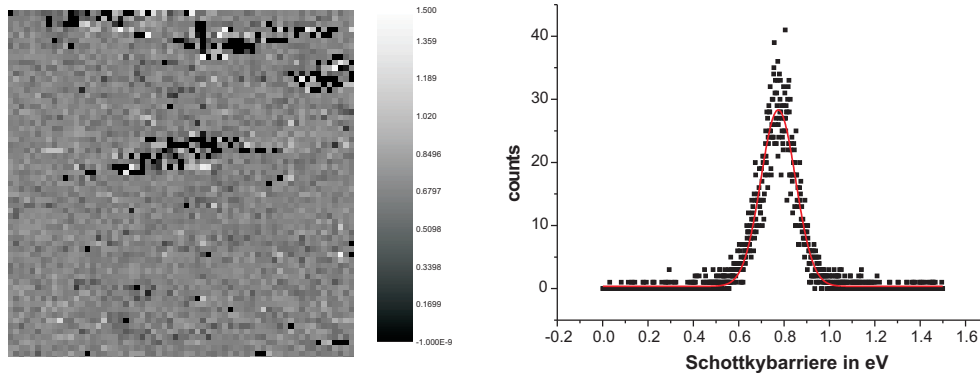


Abb. 6.7: **Links** ist ein SBH–Bild abgebildet. Sind Signal und Rauschen bei einer  $I_K(V_T)$ –Kennlinie gleich groß, etwa  $0,3 \text{ pA}$ , so werden die entsprechenden Werte für  $\Phi_{SB}$  gleich Null gesetzt und erscheinen schwarz. **Rechts** ist die Verteilung der Barrierenhöhen (Punkte) dargestellt. Eine Gauss Anpassung (durchgezogene Linie) liefert einen Wert für die mittlere Schottkybarrierenhöhe.

Zur Überprüfung der Fitroutine und zur Auswertung der Einzelmesskurven wurde ein weiteres Programm erstellt. Dieses wird im Folgenden mit **Einzelfitprogramm** bezeichnet. Die Fitroutine wurde anhand einer  $I_K(V_T)$ –Kennlinie von Au / GaAs(100) aus [94] überprüft. Abbildung 6.8 und 7.4 zeigen Screenshots des **Einzelfitprogrammes**.

Das **Einzelfitprogramm** bietet neben dem Fit der Einzelmesskurve auch die Möglichkeit sich den Verlauf des Kollektorstroms nach der Bell–Kaisergleichung (5.11) anzeigen zu lassen. Dabei können unter anderem die Werte für die energetischen Bandabstände und die Temperatur variiert werden. Weiterhin können die einzelnen Kennlinien eines SBH-Map angezeigt werden. Es ist damit möglich, die aus dem **Fitprogramm** erhaltenen Werte für die Schottkybarrierenhöhe und die Transmission zu überprüfen.

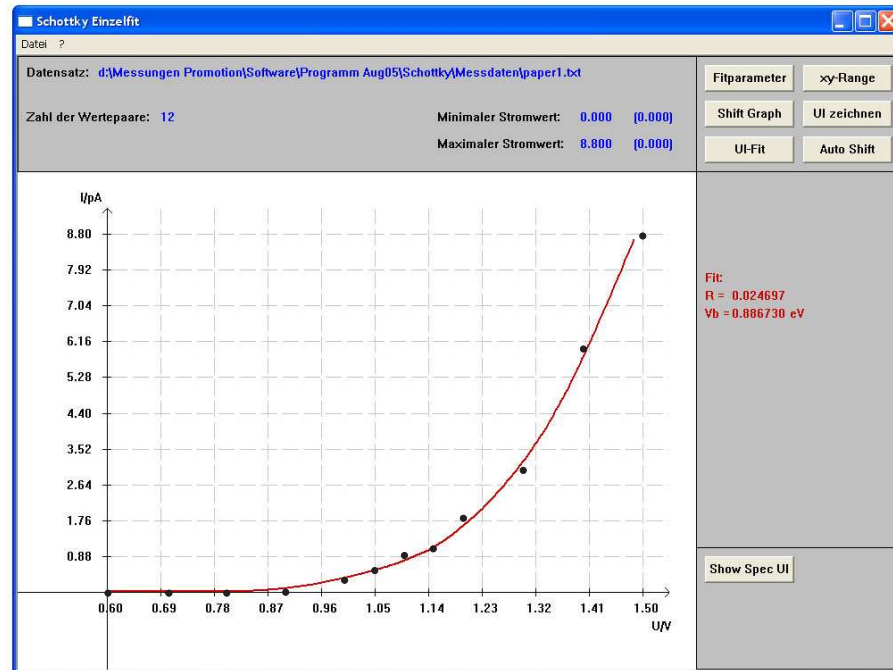


Abb. 6.8: Screenshot des Fitprogrammes für Einzelmesskurven. Abgebildet ist eine  $I_K(V_T)$ -Kennlinie für Au / GaAs(100) [94] (Punkte) und der Fit dieser nach der Bell–Kaisergleichung (5.11) (durchgezogene Linie).



## 7 Ergebnisse und Diskussion der lokalen Messungen an Ferromagnet / GaAs Systemen

Seit den ersten Ergebnissen von Kaiser und Bell [5] wurde die Ballistische Elektronen Emissions Mikroskopie zur Untersuchung vieler Halbleiteroberflächen und Grenzflächen angewendet. Es zeigt sich, dass der Betrag des Kollektorstroms sowohl stark von den lokalen Eigenschaften der Grenzfläche [115,116], als auch von der ballistischen Weglänge im Metallfilm [117,118] abhängt.

Atomare Auflösung wurde bei epitaktisch gewachsenen  $\text{CoSi}_2$  / Si Strukturen beobachtet [119]. Die Leistungsfähigkeit des BEEMs elektronische Eigenschaften von Halbleitern auf lokaler Ebene zu untersuchen, wurde an InAs / GaAs [120], Si p-n-Übergang [121] oder verspannten SiGe Schichten [122] gezeigt.

Mit Hilfe des BEEMs wurden die Schottkybarrierenhöhe und die Bandstruktur bei technologisch wichtigen Halbleitern, wie GaP [118], GaInP [123,124], GaN [125–127], GaAsN [128] und SiC [129,130] bestimmt.

In  $\text{SiO}_2$  basierten Metall–Oxid–Halbleitern (MOS Strukturen) wurde das BEEM unter anderem zur Untersuchung der Verteilung von lokalisierten Ladungen im Gateoxid eingesetzt. Diese sind für die Funktion und die Lebensdauer des Feldeffekt Transistors von entscheidender Bedeutung [131,132].

Eine weitere Anwendungsmöglichkeit ist die Untersuchung von vergrabenen Heterostrukturen. Dabei ist es möglich den Bandabstand zwischen verschiedenen Halbleitermaterialien [133–135] zu messen. Weiterhin kann mit Hilfe des BEEMs der resonante Transport durch single-barrier resonant tunneling heterostructures (SBRTS) [136], double-barrier resonant tunneling heterostructures (DBRTS) [137] und Übergitter [138–140] untersucht werden. Desweiteren können z.B. Quantenpunkte [141–143], Quantendrähte [144,145] und Defekte unterhalb der Oberfläche [146–148] abgebildet werden, vgl. Abschnitt 8.1.

## 7.1 Fehlerbetrachtung

### Schottkybarrierenhöhe $\Phi_{SB}$

Zur Abschätzung des statistischen Fehlers bei der Ermittlung der Schottkybarrierenhöhe wurden an 13 verschiedenen Punkten einer  $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}$  / n-GaAs(110) Schottkydiode jeweils 10  $I_K(V_T)$ -Kennlinien aufgenommen. In der Tabelle 7.1 sind die mittleren Schottkybarrierenhöhen  $\Phi_{SB}$  und die Standardabweichung  $\sigma$  des Mittelwertes, Gleichung (7.1), zusammengestellt.

Position	$\Phi_{SB}$ in meV	$\sigma$ in meV
1	800	$\pm 40$
2	770	$\pm 30$
3	790	$\pm 20$
4	870	$\pm 20$
5	830	$\pm 30$
6	820	$\pm 20$
7	790	$\pm 30$
8	780	$\pm 20$
9	820	$\pm 30$
10	820	$\pm 30$
11	830	$\pm 30$
12	760	$\pm 30$
13	860	$\pm 20$

Tab. 7.1: Zusammenstellung der Schottkybarrierenhöhen  $\Phi_{SB}$  und der Standardabweichung  $\sigma$  des Mittelwertes für 13 verschiedene Messpunkte, bei denen jeweils 10  $I_K(V_T)$ -Kennlinien aufgenommen und ausgewertet wurden.

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (\Phi_{SBi} - \Phi_{SB})^2} \quad (7.1)$$

Idealerweise würden die Schottkybarrierenhöhen in einem Messpunkt keine Abweichungen zeigen, da hier die Metall-Halbleitergrenzfläche als konstanter Faktor gilt. Eine Drift der Probe während der Messung der Einzelkennlinien wird ebenfalls ausgeschlossen, da die 10 Kennlinien an jedem Punkt unmittelbar nacheinander, in einem Zeitraum von drei Minuten, aufgenommen wurden. Es zeigt sich jedoch, dass die an jedem Punkt aus den  $I_K(V_T)$ -Kennlinien berechneten Barrierenhöhen um bis zu  $\pm 40$  meV um den Mittelwert variieren.

Zu dem festgestellten Fehler trägt unter anderem die Elektronik und der Messaufbau bei.

Bedingt durch den UHV–Aufbau ist der Signalweg bis zur ersten Verstärkung relativ lang und die Signalleitungen können nicht optimal verlegt werden. Dies und ein geringer Sperrwiderstand der Probe verursachen ein Rauschen im Bereich von  $\pm 0.2$  pA bis  $\pm 0.3$  pA. Änderungen im Tunnelbetrieb, z.B. Änderungen in der Geometrie der Tunnelspitze, können ebenfalls zu einer Abweichung führen, da sich der Einfallswinkel der Elektronen ändert.

Die Ergebnisse aus Tabelle 7.1 erlauben eine Abschätzung des statistischen Fehlers bei der Bestimmung der mittleren Schottkybarrierenhöhe im Bereich von  $\pm 30$  meV. Im Folgenden ist bei der Angabe der Fehlergrenzen für die Schottkybarrierenhöhe dieser statistische Fehler bereits abgezogen.

### Transmissionsparameter $R$

Dieser Parameter ist eine Summe der Transmissionen durch das Metall und die verschiedenen Grenzflächen:

Oxidationsschutz – Metall

Metall – Halbleiter

Halbleiter – Ohmscher Kontakt

Somit können keine eindeutigen Aussagen getroffen werden. Der aus dem Fit erhaltenen Wert für die Transmission  $R$  wird mit angegeben, jedoch nicht weiter ausgewertet. Er soll lediglich das Verhältnis von Kollektorstrom zu Tunnelstrom angeben.

## 7.2 Testdioden

### 7.2.1 Au (6 nm) / n–GaAs<sub>67</sub>P<sub>33</sub> (100)

Um die Leistungsfähigkeit des zum BEEM erweiterten UHV–STM der Firma Omicron zu testen, wurde zuerst ein in Regensburg bekanntes System gewählt. Bei GaAs<sub>67</sub>P<sub>33</sub> weisen die Nebenminima im L– und X– Punkt den gleichen energetischen Abstand von  $\Delta E = 0.16$  eV zum Minimum in  $\Gamma$ –Punkt auf [98].

Der GaAs<sub>67</sub>P<sub>33</sub> Halbleiter wurde wie in Abschnitt 6.2 beschrieben, nasschemisch geätzt und in der MBE bei 250 °C für 24 Stunden getempert. Anschließend wurden bei Raumtemperatur ein 6 nm dicker Goldkontakt mit einem Durchmesser von 3 mm aufgewachsen.

### Bestimmung der integralen Schottkybarrierenhöhe aus der konventionellen Strom–Spannungskennlinie

Abbildung 7.1 zeigt die integrale I(V)–Kennlinie der Au / GaAs<sub>67</sub>P<sub>33</sub> Diode, die mit einer konventionellen 2-Punkt Messung aufgenommen wurde. Die Auswertung erfolgte mit Hilfe

des Nordeplots, vgl. Abschnitt 3.2. Die Schottkybarrierenhöhe beträgt  $\Phi_{SB,int} = (1150 \pm 30) \text{ meV}$  und der Ideality Faktor  $n = 1.03$ .

Die Sperrspannung der Diode ist größer als 8 V. Für den seriellen Widerstand ergibt sich nach Norde, vgl. Gleichung (3.15),  $R_{ser} = 30 \Omega$ . Der differentielle Widerstand wurde auf  $R_{diff} > 6 \text{ M}\Omega$  abgeschätzt. Dies zusammen mit dem ermittelten Ideality Faktor  $n = 1.03$  weisen auf eine qualitativ hochwertige Diode hin.

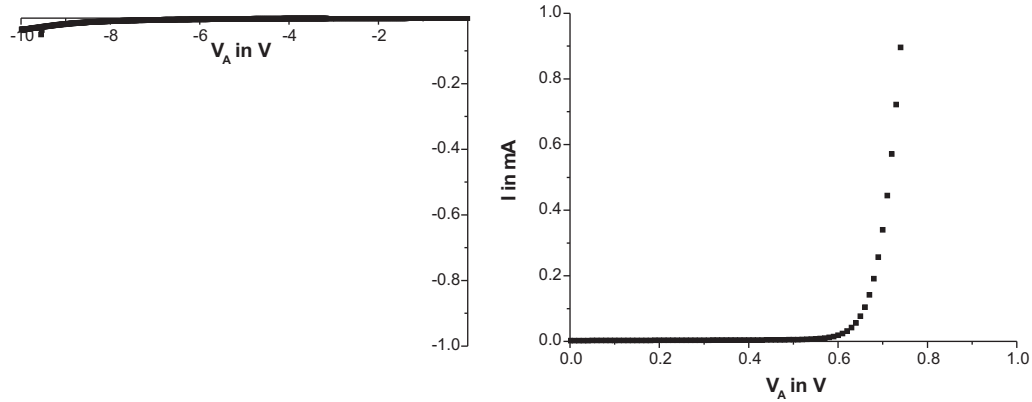


Abb. 7.1: Integrale Kennlinie der Au/GaAs<sub>67</sub>P<sub>33</sub> Diode. **Links** ist die Sperrrichtung und **rechts** die Durchlassrichtung gezeigt. Die Schottkybarrierenhöhe beträgt  $\Phi_{SB,int} = (1150 \pm 30) \text{ meV}$  und der Ideality Faktor  $n = 1.03$ .

### Bestimmung der lokalen Schottkybarrierenhöhen mittels BEEM

Abbildung 7.2 zeigt links eine  $I_K(V_T)$ -Kennlinie und rechts die Auftragung von  $I_K$  gegen  $V_T^2$ . Eine übliche Methode zur Bestimmung der lokalen Schottkybarrierenhöhe aus den  $I_K(V_T)$ -Kennlinien ist die Verwendung der quadratischen Bell-Kaiser Näherung oder der Näherung nach Ludeke und Prietsch.

Nach der quadratischen Näherung gilt in der Nähe des Einsatzpunktes, vgl. Abschnitt 5.3,  $I_K(V_T) \sim (eV_T - \Phi_{SB})^2$ .

Die quadratische Abhängigkeit und die Abhängigkeit von der Bandstruktur ist in Abbildung 7.2 rechts durch die eingezeichneten Geraden verdeutlicht.

Aus dem Schnittpunkt der ersten Geraden mit der x-Achse ergibt sich eine Schottkybarrierenhöhe von 1170 meV, der Schnittpunkt der zweiten Geraden mit der ersten Geraden ist der Einsatzpunkt des Kollektorstroms über die Nebenminima im L- und X-Punkt, deren Abstand 160 meV beträgt.

Die Auswertung von 21 Einzelmesskurven mit der kompletten Bell-Kaisergleichung liefert einen Mittelwert der lokalen Schottkybarrierenhöhen von  $\Phi_{SB} = (1130 \pm 30) \text{ meV}$  und eine

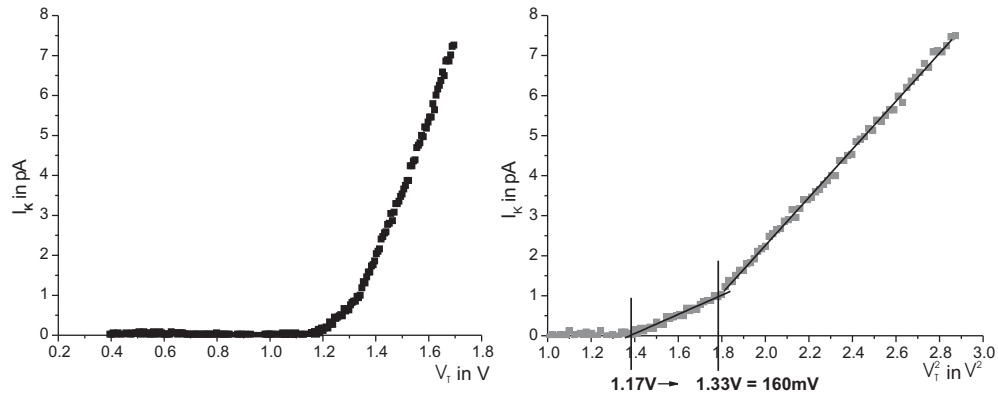


Abb. 7.2: **links:**  $I_K(V_T)$ -Kennlinie von Au/n-GaAs<sub>67</sub>P<sub>33</sub>,  
**rechts:** Auftragung von  $I_K$  gegen  $V_T^2$ , die quadratische Abhängigkeit ist durch die eingezeichneten Geraden verdeutlicht.

Transmission von  $R = 2.0 \cdot 10^{-3}$ .

Bei der Näherung nach Bell und Kaiser wird die Temperaturabhängigkeit nicht berücksichtigt und führt zu etwa 40 meV höheren Werten. Diese Abweichung wurde bei früheren Auswertungen von BEEM Messungen ebenfalls beobachtet [149].

Olbrich [111] bestimmte die mittlere lokale Schottkybarrierenhöhe mit Hilfe der quadratischen Näherung zu  $(1180 \pm 20)$  meV. Damit stimmen die Ergebnisse dieser Arbeit mit früheren BEEM Untersuchungen sehr gut überein.

Da die statistische Abweichung des Mittelwerts dem Fehler der Messmethode entspricht und der Ideality Faktor bei  $n = 1.03$  liegt, kann auf eine homogene Metall-Halbleitergrenzfläche geschlossen werden.

### 7.2.2 Fe (1 nm) / n-GaAs(100)

Als Substrat wurde ein n+ GaAs(100) Wafer mit einer Dotierung von  $1\text{--}3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  verwendet. Auf diesen wurde am Lehrstuhl Wegscheider eine n-GaAs(100) ( $2.3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) Schicht epitaktisch gewachsen. Die Schichtdicke betrug 1  $\mu\text{m}$ . Die n+ Dotierung dient der Herstellung eines guten ohmschen Kontakts am Halbleiter.

Das Halbleitersubstrat wurde, wie in Abschnitt 6.2 beschrieben, nasschemisch geätzt, in die MBE eingebaut und bei 300 °C für 18 Stunden getempert. Die 1 nm dicke Eisenelektrode wurde zum Schutz vor Oxidation mit 6 nm Gold abgedeckt. Der Durchmesser der Metallelektrode betrug 2 mm.

### Bestimmung der integralen Schottkybarrierenhöhe aus der konventionellen Strom–Spannungskennlinie

In Abbildung 7.3 ist die integrale Kennlinie dieser Diode in Durchlass- und in Sperrrichtung dargestellt. Die Sperrspannung beträgt etwa 2 V. Der Serienwiderstand  $R_{ser} = 40 \Omega$  kann nach Gleichung (3.15) bestimmt werden. Der differentielle Widerstand wurde auf  $R_{diff} = 1.1 \text{ M}\Omega$  abgeschätzt. Die integrale Schottkybarriere berechnet sich nach Norde zu  $\Phi_{SB,int} = (830 \pm 10) \text{ meV}$  und der Ideality Faktor zu  $n = 1.12$ .

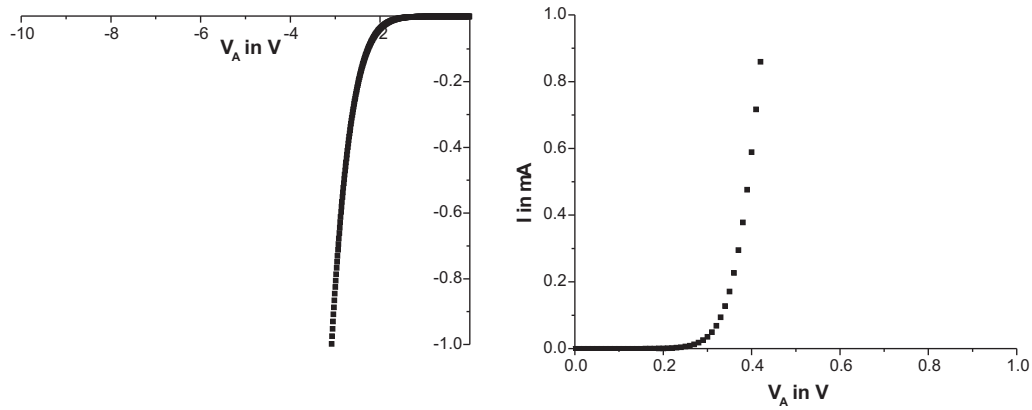


Abb. 7.3: Integrale  $I(V)$ -Kennlinie der Fe / GaAs(100) Diode. **Links** ist die Sperrrichtung und **rechts** die Durchlassrichtung gezeigt. Die Schottkybarriere errechnet sich zu  $\Phi_{SB,int} = (830 \pm 10) \text{ meV}$  und der Ideality Faktor zu  $n = 1.12$ .

### Bestimmung der lokalen Schottkybarrierenhöhen mittels BEEM

Bei dieser Probe wurden zur Bestimmung der lokalen Schottkybarrierenhöhen 33 Einzelmesskurven ausgewertet. Abbildung 7.4 zeigt einen Screenshot des Fitprogrammes für die Auswertung der Einzelmesskurven. Der Mittelwert der lokalen Schottkybarrierenhöhen beträgt  $\Phi_{SB} = (850 \pm 40) \text{ meV}$ . Der Transmissionsfaktor liegt bei  $R = 4.4 \cdot 10^{-4}$ .

Die lokale und integrale Schottkybarrierenhöhe stimmt im Rahmen der Fehlergrenzen überein. Dieser Metall / Halbleiter Übergang kann noch als bedingt homogen eingestuft werden. Qualitativ ist er der Au / GaAsP Diode unterlegen. Der Ideality Faktor von  $n = 1.12$  deutet auf Abweichungen der Homogenität hin.

### Vergleich mit Werten aus der Literatur

Myburg [150, 151] bestimmte die integralen Schottkybarrierenhöhen von etwa 43 verschiedenen Metallen auf n-GaAs(100). Dabei ermittelte er für das System Eisen auf GaAs(100) 1994 eine Barrierenhöhe von  $\Phi_{SB,int} = (810 \pm 40) \text{ meV}$  und 1998 eine Barrierenhöhe von

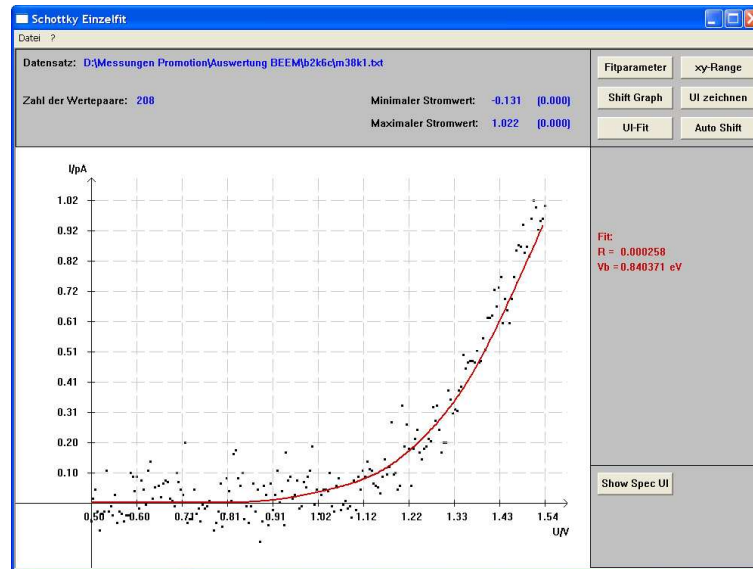


Abb. 7.4: Screenshot des Einzelfitprogrammes. Zu sehen ist eine lokale  $I_K(V_T)$ -Kennlinie (Punkte) der Fe / GaAs(100) Diode und der Fit (Linie) dieser mit Hilfe der Bell-Kaisergleichung.

$$\Phi_{SB,int} = (830 \pm 20) \text{ meV}.$$

Hier wurde auf ein nasschemisch vorbehandeltes n ( $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) / n+ GaAs(100) Substrat in einem UHV-System ein kreisförmiger, 50 bis 500 nm dicker Metallkontakt erzeugt. Der Durchmesser lag bei 0.75 mm. Die integrale Schottkybarrierenhöhe wurde aus Strom-Spannungskennlinien ermittelt.

Waldrop [81] bestimmte 1984 die integralen Schottkybarrierenhöhen von 14 verschiedenen Metallen auf n-GaAs(100), mit einer Dotierung von  $6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Nach einer nasschemischen Vorbehandlung wurde das Waferstück in einem UHV-System bei etwa  $550^\circ \text{C}$  getempert. Anschließend wurde bei Raumtemperatur ein 200 nm dicker Metallkontakt, mit einem Durchmesser von  $2.54 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$  gewachsen.

Aus Strom-Spannungsmessungen bestimmte er für Fe / GaAs(100) die integrale Schottkybarrierenhöhe zu  $(760 \pm 10) \text{ meV}$ .

BEEM Messungen von Zhang [152] ergaben eine lokale Schottkybarrierenhöhe für 0.85 nm Fe / GaAs(100) von  $(820 \pm 10) \text{ meV}$ . Zhang verwendete dazu ein n+ GaAs(100) Substrat mit einem  $0.3 \mu \text{m}$  dicken, undotierten Epilayer. Zum Schutz vor Oxidation wurde dieses mit einem Arsen-Cap-Layer abgedeckt. Vor dem Aufwachsen des Metall Kontakts wurde das Substrat auf  $450^\circ \text{C}$  geheizt und so die Arsenschicht entfernt. Anschließend wurden bei  $50^\circ \text{C}$  Metallkontakte mit einem Durchmesser von 1 mm gewachsen. Aus den  $I_K(V_T)$ -

Kennlinien wurden mit Hilfe der Näherung von Prietsch [97]  $I_K \sim (eV_T - \Phi_{SB})^{5/2}$  die lokale Schottkybarrierenhöhe bestimmt.

Die integral ermittelte Schottkybarrierenhöhe bestätigt die Ergebnisse von Myburg. Innerhalb der Fehlergrenzen stimmt die mittlere lokale Schottkybarrierenhöhe mit den Ergebnissen von Zhang überein. Es muß jedoch beachtet werden, dass sich aufgrund der Auswertung mit Hilfe der Näherung nach Prietsch eine Verschiebung der Schottkybarrierenhöhe zu niedrigeren Werten ergibt. Es ist aber unklar, ob diese bei den veröffentlichten Werten bereits mit eingerechnet wurde.

### 7.2.3 Au (6 nm) / n-GaAs(110) Spaltkante

Die Schottkybarrierenhöhe der Diode Au / GaAs(110) wurde bereits von anderen Gruppen integral wie auch mittels BEEM bestimmt. Diese Diode wurde vermessen, da aus früheren Arbeiten der Arbeitsgruppe Vancea der Unterschied in den Schottkybarrierenhöhen von Gold und Kobalt auf GaAsP bekannt ist. Diese Diode soll ebenfalls hinsichtlich der Homogenität der Grenzfläche untersucht werden.

Ausgangsmaterial war ein n-GaAs(100) Wafer der Firma Freiburger mit einer Dotierkonzentration  $(2.4-5.3) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Die Präparation geschah wie in Abschnitt 6.2 beschrieben. Der Wafer wurde mit einem ohmschen Kontakt versehen, angeritzt und in der MBE in-situ gespalten. Bei Raumtemperatur wurden auf die Spaltkante 6 nm Gold aufgewachsen.

#### Bestimmung der integralen Schottkybarrierenhöhe aus der konventionellen Strom–Spannungskennlinie

Die Auswertung der integralen Kennlinie Abb. 7.5 ergibt eine Schottkybarrierenhöhe von  $\Phi_{SB,int} = (950 \pm 20) \text{ meV}$  und einen Ideality Faktor von  $n = 1.3$ . Die Diode sperrt bis etwa  $-8 \text{ V}$ . Der differentiellen Widerstand beträgt  $R_{diff} > 16 \text{ M}\Omega$ . Aus dem Nordeplot errechnet sich der serielle Widerstand zu  $R_{ser} = 193 \Omega$ .

#### Bestimmung der lokalen Schottkybarrierenhöhen mittels BEEM

Für die Berechnung der mittleren lokalen Schottkybarrierenhöhe und der Transmission wurden 15 SBH-Maps, d.h. etwa 61000 lokale Kennlinien, mit Hilfe des Fitprogrammes ausgewertet. Abbildung 7.6 zeigt die Verteilung der lokalen Schottkybarrierenhöhen. Das Maximum der angepassten Gaußkurve liegt bei  $\Phi_{SB} = (1040 \pm 30) \text{ meV}$ . Sowohl der Ideality Faktor  $n = 1.3$ , als auch der Unterschied von 190 meV zwischen integraler und lokaler Schottkybarrierenhöhe weisen auf eine inhomogene Grenzfläche hin. Die Transmission liegt bei dieser Diode bei  $R = 1.0 \cdot 10^{-2}$ .



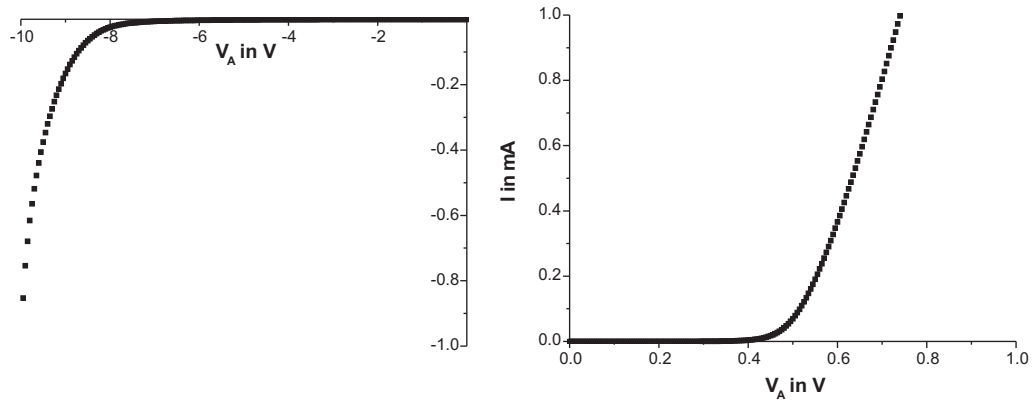


Abb. 7.5: Integrale  $I(V)$ -Kennlinie der Diode Au / GaAs(110). **Links** ist die Sperrrichtung und **rechts** die Durchlassrichtung gezeigt. Aus dem Nordeplot erhält man für die Schottkybarrierenhöhe  $\Phi_{SB,int} = (950 \pm 20) \text{ meV}$  und für den Ideality Faktor  $n = 1.3$ .

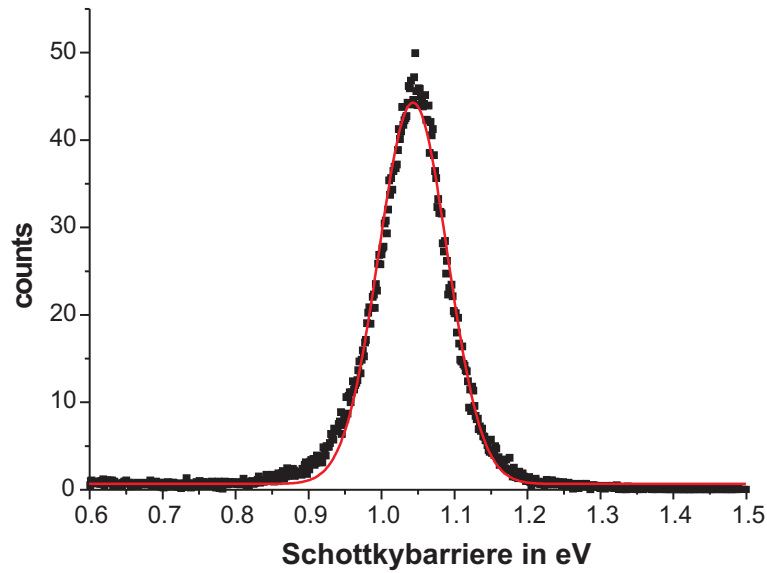


Abb. 7.6: Die Verteilung der lokalen Schottkybarrierenhöhen der Au / GaAs(110) Grenzfläche. Ermittelt wurde diese aus den Fitergebnissen von etwa 61000 lokalen Kennlinien. Aus dem Gaussfit (durchgezogene Linie) ergibt sich für die mittlere lokale Schottkybarrierenhöhe  $\Phi_{SB} = (1040 \pm 30) \text{ meV}$ .

### Vergleich mit Werten aus der Literatur

Newman [79] und Lilienthal-Weber [153] bestimmten die integralen Schottkybarrierenhöhen für verschiedene Metall / GaAs(110) Kombinationen. In Tabelle 7.2 sind die Werte für Au / GaAs(110) für verschiedene Dotierungen zusammengefasst. Die Herstellung der

Au / GaAs(110) Dioden erfolgte durch in-situ Spalten eines GaAs(100) Wafers.

Bei den Ergebnissen von Newman ist eine Abnahme der Schottkybarriere von 920 meV auf 700 meV und eine Zunahme des Ideality Faktors von 1.05 auf 1.32 mit zunehmender Dotierung zu erkennen. Ein Ideality Faktor  $n > 1$  deutet auf eine inhomogene Grenzfläche hin, vgl. Abschnitt 4.1.

Diese Tendenz deutet sich bei den Ergebnissen von Liliental-Weber ebenfalls an. Liliental-Weber bestimmte die integrale Schottkybarrierenhöhe für die Dotierung von  $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  sowohl für in-situ, wie auch ex-situ gespaltene Substrate.

Smith [16] ermittelte eine integrale Schottkybarrierenhöhe von Au / GaAs(110) von 940 meV.

McLean und Williams [91] bestimmten die integrale Schottkybarrierenhöhe von Au auf einer GaAs(110) Spaltkante zu 910 meV bis 930 meV. Die Dotierung des verwendeten Substrates lag bei etwa  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

Der in dieser Arbeit ermittelte Wert für die integrale Schottkybarrierenhöhe für ein n-GaAs Substrat mit einer Dotierung von  $(2.4-5.3) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  liegt bei 950 meV. Betrachtet man diesen Wert für sich allein, stimmt er mit den in der Literatur gefundenen Werten innerhalb der Fehlergrenzen überein. Da der Ideality Faktor bei  $n = 1.3$  liegt, würde aus der Argumentation einer inhomogenen Grenzfläche eine niedrigere integrale Schottkybarrierenhöhe folgen.

Dotierung	Newman [79]		Liliental-Weber [153]	
	$\Phi_{SB,int}$ in meV	n	$\Phi_{SB,int}$ in meV	n
$5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$	$(920 \pm 20)$	1.05	$(920 \pm 20)$	1.05
$2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	$(880 \pm 20)$	1.10	$(870 \pm 20)^a$	1.10
			$(830 \pm 20)^b$	1.09
$9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	$(700 \pm 20)$	1.32		

Tab. 7.2: Integrale Schottkybarrierenhöhen für Au / GaAs(110).

<sup>a</sup>: in-situ gespaltenes Substrat

<sup>b</sup>: ex-situ gespaltenes Substrat

Die Differenz zwischen den mittleren lokalen Schottkybarrierenhöhen von Co / GaAs (110), vgl. Abschnitt 7.3.2, und Au / GaAs(110) beträgt 150 meV und stimmt mit den Ergebnissen früherer Messungen von Co / GaAs<sub>67</sub>P<sub>33</sub> und Au / GaAs<sub>67</sub>P<sub>33</sub> überein [111, 154]. Olbrich bestimmte die Schottkybarrierenhöhe mittels der quadratischen Näherung für

Au / GaAs<sub>67</sub>P<sub>33</sub> zu  $(1180 \pm 10)$  meV und für Co / GaAs<sub>67</sub>P<sub>33</sub> zu  $(1030 \pm 20)$  meV.

Stockman und van Kempen [155] untersuchten mit Hilfe des BEEMs Au / GaAs(110) Dioden. Substrat war ein semi isolierender n-GaAs Halbleiter. Ein Waferstück wurde in-situ und ein weiteres ex-situ gespalten. Das in-situ gespaltene wurde anschließend sofort weiterverwendet, das ex-situ gespaltene wurde für 24 Stunden an Luft belassen und anschließend in die UHV Kammer eingeschleust. Die abgeschiedene Goldschicht hatte jeweils eine Dicke von 8 nm und bedeckte eine Fläche von etwa 2 mm<sup>2</sup>.

Die gemessenen  $I_K(V_T)$ -Kennlinien wurden mit Hilfe der Näherung von Prietsch [97]  $I_K \sim (eV_T - \Phi_{SB})^{5/2}$  ausgewertet. Für die in-situ gespaltene Probe ergab sich eine lokale Schottkybarrierenhöhe von  $(980 \pm 50)$  meV. Bei der ex-situ gespaltenen Diode wurde eine Schottkybarrierenhöhe von  $\Phi_{SB} = (950 \pm 70)$  meV ermittelt.

Ein weiteres Ergebnis dieser Untersuchungen war, dass bei der ex-situ gespaltenen Probe der Kollektorstrom niedriger war. Als Ursache wird die dünne Oxidschicht an der Grenzfläche zwischen Metall und Halbleiter vermutet.

Im Rahmen beider Fehlergrenzen stimmt die hier ermittelte mittlere lokale Schottkybarrierenhöhe mit der von Stockman und van Kempen ermittelten überein. Es ist wieder zu beachten, dass Stockman die Barrierenhöhe mit Hilfe der Näherung nach Prietsch bestimmte. Es ist nicht angegeben, ob die sich ergebende Verschiebung bereits mit eingerechnet wurde.

## 7.3 Ferromagnet / GaAs(110) Dioden

### 7.3.1 Fe (1 nm) / n-GaAs(110) Spaltkante

Ein n-GaAs Wafer der Firma Freiburger mit einer Ladungsträgerkonzentration von  $(2.4-5.3) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  wurde, wie in Abschnitt 6.2 beschrieben, mit einem ohmschen Kontakt am Halbleiter versehen, angeritzt und in die MBE eingeschleust. Die Probe wurde in-situ gebrochen und die Spaltkante bei Raumtemperatur epitaktisch mit 1 nm Eisen und 6 nm Gold, als Oxidationsschutz, überwachsen.

#### Bestimmung der integralen Schottkybarrierenhöhe aus der konventionellen Strom-Spannungskennlinie

Die Auswertung der integralen Kennlinie, vgl. Abbildung 7.7, liefert eine Schottkybarrierenhöhe von  $\Phi_{SB,int} = (710 \pm 20)$  meV und einen Ideality Faktor von  $n = 1.16$ . Die Diode sperrt bis etwa -5 V, der differentielle Widerstand beträgt  $R_{diff} = 500 \text{ k}\Omega$ . Der serielle Widerstand wurde nach Gleichung (3.15) zu  $R_{ser} = 74 \Omega$  berechnet.

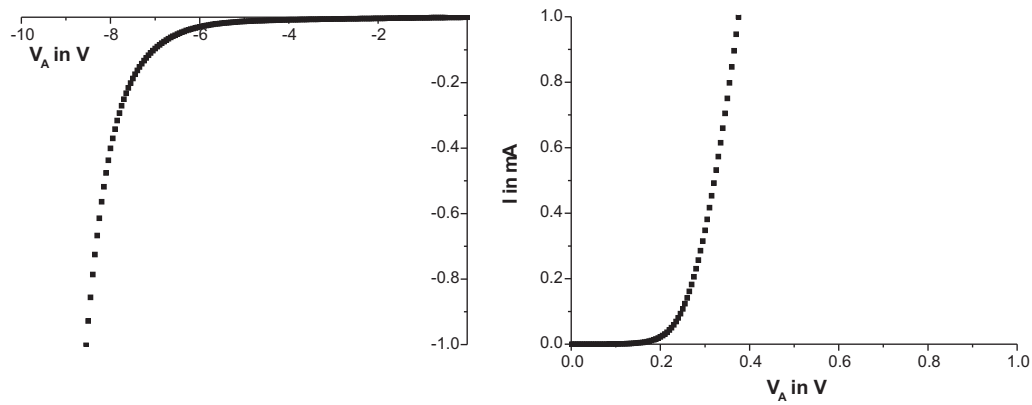


Abb. 7.7: Integrale  $I(V)$ –Kennlinie der Fe / GaAs(110) Diode. **Links** ist die Sperrrichtung und **rechts** die Durchlassrichtung gezeigt. Die Schottkybarrierenhöhe beträgt  $\Phi_{SB,int} = (710 \pm 20) \text{ meV}$  und der Ideality Faktor  $n = 1.16$ .

### Bestimmung der lokalen Schottkybarrierenhöhen mittels BEEM

Abbildung 7.8 zeigt die Verteilung der lokalen Schottkybarrierenhöhen an diesem Metall Halbleiter Übergang. Es wurden etwa 70000 lokale Kennlinien aus SBH-Maps mit Hilfe des Fitprogrammes ausgewertet. Der Gaussfit ergibt eine mittlere lokale Schottkybarrierenhöhe von  $\Phi_{SB} = (790 \pm 90) \text{ meV}$ . Die Transmission liegt bei  $R = 6.8 \cdot 10^{-4}$ .

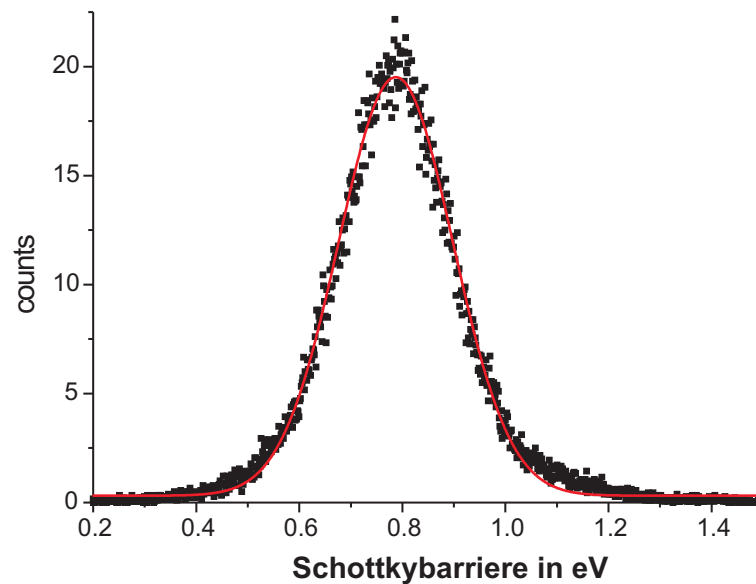


Abb. 7.8: Verteilung der lokalen Schottkybarrierenhöhen der Fe / GaAs(110) Diode. Es wurden 70000 Kennlinien ausgewertet und gefittet (durchgezogene Linie). Die mittlere lokale Barrierenhöhe errechnet sich zu  $\Phi_{SB} = (790 \pm 90) \text{ meV}$ .

## Vergleich mit Werten aus der Literatur

McLean und Williams [91] bestimmten die integrale Schottkybarrierenhöhe von Eisen auf der GaAs(110) Spaltkante. Die Dotierung des Substrates lag bei etwa  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Aus Strom Spannungskennlinien ermittelte McLean eine Schottkybarrierenhöhe von 690 meV bis 720 meV. Dies ist in Übereinstimmung mit der hier ermittelten integralen Schottkybarrierenhöhe.

In der Literatur finden sich keine Werte für die mittlere lokale Schottkybarrierenhöhe von Eisen auf GaAs mit einer (110) Oberflächenorientierung. Diese wurde hier zum ersten Mal bestimmt.

### 7.3.2 Co (1 nm) / n-GaAs(110) Spaltkante

Als Grundmaterial diente auch bei dieser Diode der n-GaAs(100) Wafer der Firma Freiberger. Das Halbleitersubstrat wurde diesmal in der MBE der AG Back in-situ gebrochen und auf die Spaltkante bei Raumtemperatur eine geschlossene Kobaltschicht aufgewachsen. Zum Schutz vor Oxidation wurde diese mit einem Goldfilm abgedeckt.

Zur Überprüfung der Kobaltschichtdicke wurde von dieser Diode, anschließend an die BEEM Messungen, ein Tiefenprofil erstellt. Dazu wurde ein am Lehrstuhl vorhandenes Auger-Elektronen-Spektroskop (AES), *PHI660 Auger System* der Firma Perkin Elmer, verwendet.

In dem erhaltenen Tiefenprofil spiegelt sich die Schichtabfolge wieder. Das Tiefenprofil der Co / GaAs(110) Diode ist in Abb. 7.9 dargestellt. Dabei ist die Intensität gegen die Sputterzeit aufgetragen. An der Goldoberfläche sind Kohlenstoff, Sauerstoff, Gold und etwas Gallium vorhanden. Die getrennten Tiefenprofile von Gold und Kobalt weisen auf geschlossene Schichten hin.

## Bestimmung der integralen Schottkybarrierenhöhe aus der konventionellen Strom–Spannungskennlinie

Wie aus der integralen Kennlinie, vgl. Abb. 7.10, ersichtlich ist, zeigt diese Diode eine Sperrspannung von ca. -7 V. Der differentielle Widerstand liegt über  $20 \text{ M}\Omega$  und wirkt sich positiv auf das Signal–Rauschverhältnis aus. Der serielle Widerstand kann zu  $R_{ser} = 100 \text{ k}\Omega$  berechnet werden. Mit Hilfe des Nordeplots wurde eine Schottkybarrierenhöhe von  $\Phi_{SB,int} = (820 \pm 20) \text{ meV}$  und ein Ideality Faktor von  $n = 1.1$  berechnet.

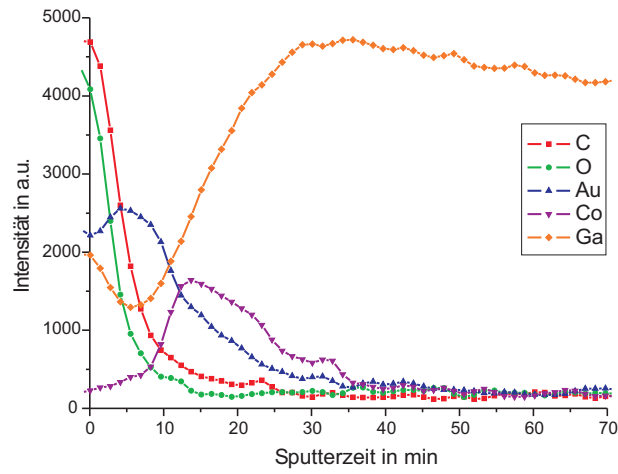
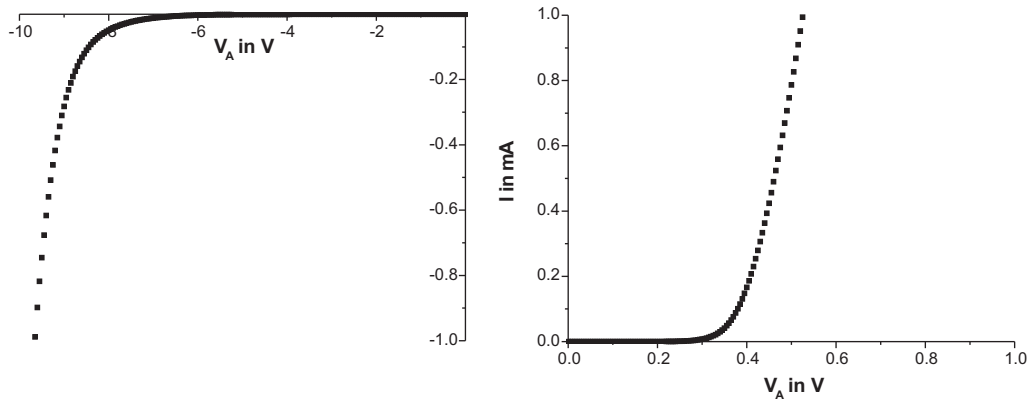


Abb. 7.9: Auger Tiefenprofil der Au / Co / GaAs(110) Diode

Abb. 7.10: Integrale Kennlinie der Co / GaAs(110) Diode. **Links** ist die Sperrrichtung und **rechts** die Durchlassrichtung gezeigt. Die Schottkybarriere liegt bei  $\Phi_{SB,int} = (820 \pm 20)$  meV und der Ideality Faktor bei  $n = 1.1$ .

### Bestimmung der lokalen Schottkybarrierenhöhen mittels BEEM

Das Transmissionsverhältnis  $R = \frac{I_K}{I_T}$  dieser Diode ist mit dem einer Au/GaAs Diode vergleichbar, was zu einem besseren Signal-Rauschverhältnis führt, d.h. viel höhere BEEM-Signale bei niedrigeren Tunnelströmen.

Für die Verteilungen der lokalen Schottkybarrierenhöhen, vgl. Abbildung 7.11, wurden etwa 53000  $I_K(V_T)$ -Kennlinien gefittet. Der Gaussfit der Verteilungen ergibt eine mittlere lokalen Schottkybarrierenhöhe von  $\Phi_{SB} = (890 \pm 40)$  meV. Die Transmission liegt bei  $R = 5 \cdot 10^{-3}$ .

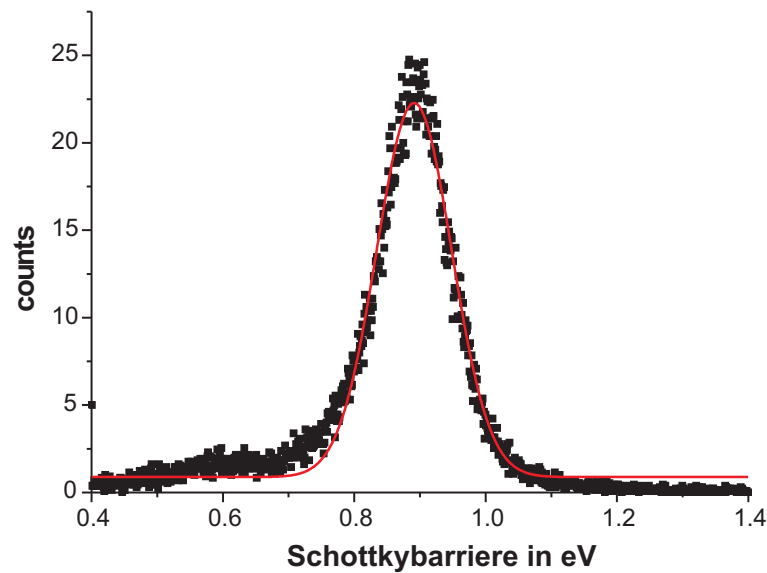


Abb. 7.11: Verteilung der lokalen Schottkybarrierenhöhen der Diode Au / Co / GaAs(110). Aus dem Gaussfit (durchgezogene Linie) erhält man  $\Phi_{SB} = (890 \pm 40) \text{ meV}$ .

### Vergleich mit Werten aus der Literatur

McLean und Williams [91] bestimmten die integrale Schottkybarrierenhöhe unter anderem von Kobalt auf einer GaAs(110) Spaltkante. Die Dotierung des Substrates lag bei etwa  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Aus Strom Spannungskennlinien ermittelte McLean eine Schottkybarrierenhöhe von Co/GaAs(110) von 690 meV bis 720 meV.

Hier kann keine Übereinstimmung zwischen der hier ermittelten integralen Schottkybarrierenhöhe und der von McLean bestimmten gefunden werden.

Nach Abschnitt 4 sollte die Schottkybarrierenhöhe mit steigender Elektronegativität zunehmen. Damit sollte Kobalt eine höhere Schottkybarrierenhöhe als Eisen besitzen. Dies ist bei McLean jedoch nicht der Fall. Eine Zunahme der Schottkybarrierenhöhe von Eisen zu Kobalt kann aber bei den in dieser Arbeit bestimmten Barrierenhöhen beobachtet werden.

Die mittlere lokale Schottkybarrierenhöhe wurde in dieser Arbeit zum ersten Mal bestimmt.

#### 7.3.3 $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}$ (1 nm) / n-GaAs(110) Spaltkante

Für die Herstellung der Diode wurde das gleiche Substrat wie bei der Eisen oder der Kobalt Diode verwendet. Die Probe wurde auf dieselbe Weise wie die Fe/GaAs(110) Diode hergestellt. Bei Raumtemperatur wurden 1 nm  $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}$  und 6 nm Gold, zum Schutz vor Oxidation, aufgewachsen.

### Bestimmung der integralen Schottkybarrierenhöhe aus der konventionellen Strom–Spannungskennlinie

Aus der integralen Kennlinie, vgl. Graph 7.12, wird die Schottkybarrierenhöhe zu  $\Phi_{SB,int} = (730 \pm 30)$  meV und der Ideality Faktor zu  $n = 1.09$  berechnet. Die Sperrspannung beträgt  $-7$  V, der differentielle Widerstand  $R_{diff} = 700$  k $\Omega$  und der Serienwiderstand  $R_{ser} = 30$  k $\Omega$ .

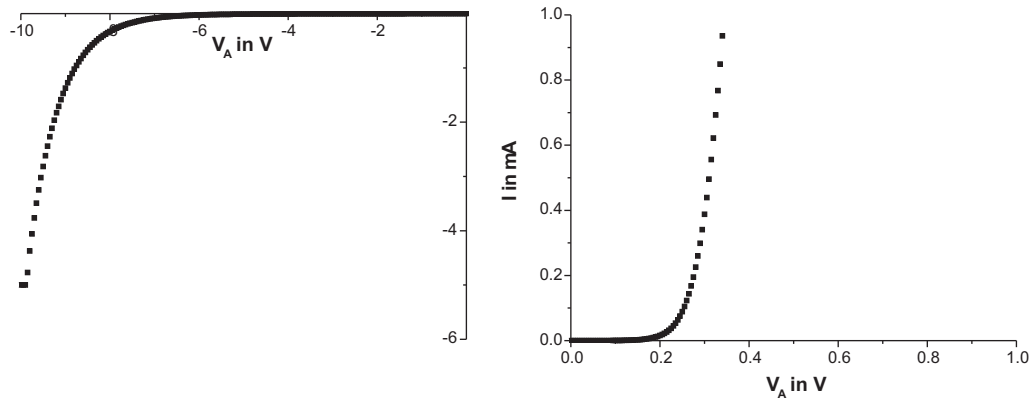


Abb. 7.12: Integrale  $I(V)$ –Kennlinie der  $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}$  / n–GaAs(110) Schottkydiode. **Links** ist die Kennlinie in Sperrrichtung und **rechts** diejenige in Durchlassrichtung gezeigt. Mit dem Nordeplot ergibt sich eine Schottkybarrierenhöhe von  $\Phi_{SB,int} = (730 \pm 30)$  meV und ein Ideality Faktor von  $n = 1.09$ .

### Bestimmung der lokalen Schottkybarrierenhöhen mittels BEEM

Für die Bestimmung der mittleren lokalen Schottkybarrierenhöhe und der Transmission wurden etwa 74000  $I_K(V_T)$ –Kennlinien aus SBH-Maps mit Hilfe des Fitprogrammes ausgewertet. Abbildung 7.13 zeigt die resultierende Verteilung der Schottkybarrierenhöhen. Für die mittlere lokalen Schottkybarrierenhöhe ergibt sich  $\Phi_{SB} = (760 \pm 60)$  meV. Für die Transmission erhält man  $R = 6.4 \cdot 10^{-4}$ .

### Vergleich mit Werten aus der Literatur

Sowohl die integrale, als auch die mittlere lokale Schottkybarrierenhöhe von  $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}$  / n–GaAs(110) wurden hier erstmals bestimmt.



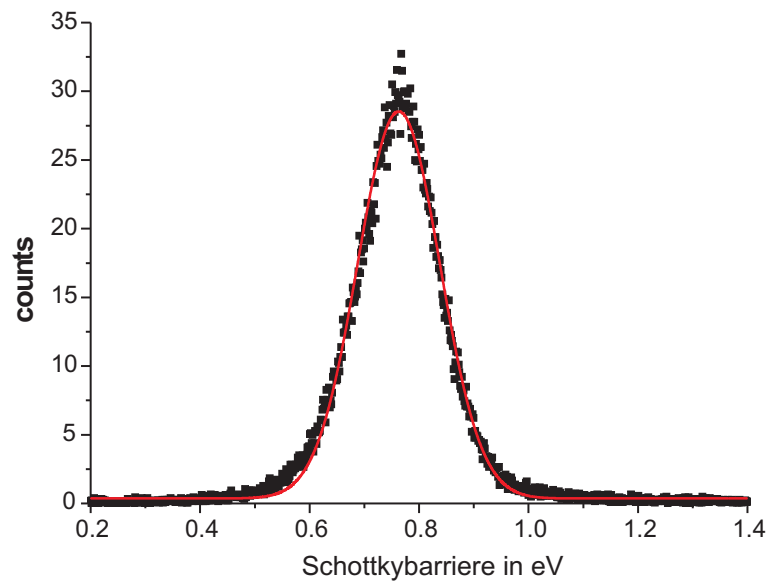


Abb. 7.13: Verteilung (Punkte) der lokalen Schottkybarrierenhöhen der  $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}/\text{n-GaAs}(110)$  Spaltkante. Mit Hilfe des Gaussfit (durchgezogene Linie) ergibt sich eine mittlere lokale Schottkybarrierenhöhe von  $\Phi_{SB} = (760 \pm 60) \text{ meV}$ .

## 7.4 Ferromagnet / GaAs Schottky Kontakte

### 7.4.1 Zusammenfassung der Ergebnisse

In Tabelle 7.3 sind die ermittelten integralen und lokalen Schottkybarrierenhöhen der Testdioden zusammengestellt. Tabelle 7.4 zeigt die Ergebnisse für die Ferromagnet / GaAs(110) Dioden.

Diode	konventionelle IV-Kennlinie		lokale BEEM Messungen
	$\Phi_{SB,int}$ in meV	n	$\Phi_{SB}$ in meV
Au / GaAs <sub>67</sub> P <sub>33</sub> (100)	$1150 \pm 30$	1.03	$1130 \pm 30$
Fe / GaAs(100)	$830 \pm 10$	1.12	$850 \pm 40$
Au / GaAs(110)	$950 \pm 20$	1.3	$1040 \pm 30$

Tab. 7.3: Zusammenstellung der ermittelten integralen und lokalen Schottkybarrierenhöhen, sowie des Ideality Faktors n der vermessenen Testdioden.

	konventionelle IV-Kennlinie		lokale BEEM Messungen
Diode	$\Phi_{SB,int}$ in meV	n	$\Phi_{SB}$ in meV
Fe / GaAs(110)	$710 \pm 20$	1.16	$790 \pm 90$
Fe <sub>50</sub> Co <sub>50</sub> / GaAs(110)	$730 \pm 30$	1.09	$760 \pm 60$
Co / GaAs(110)	$820 \pm 20$	1.1	$890 \pm 40$

Tab. 7.4: Zusammenstellung der ermittelten integralen und lokalen Schottkybarrierenhöhen, sowie des Ideality Faktors n der gemessenen Ferromagnet / GaAs Dioden.

### 7.4.2 Diskussion

Bei den gemessenen Ferromagnet / GaAs Dioden weisen die Dioden mit der Kobalt Metallisierung die engste Verteilung und die Dioden mit der Eisen Metallisierung die breiteste Verteilung der lokalen Schottkybarrierenhöhen auf. Die Dioden mit der Legierung aus Eisen und Kobalt liegen in der Verteilung der mittleren lokalen Schottkybarrierenhöhen dazwischen. Der Ideality Faktor ist für die Fe / GaAs(110) Diode größer als bei den beiden anderen Dioden.

Insgesamt deuten somit die Ideality Faktoren, die Halbwertsbreiten und die Unterschiede zwischen den integralen und lokalen Schottkybarrierenhöhen auf inhomogene Grenzflächen hin.

Die Ursache für die breitere Verteilung der Schottkybarrierenhöhen bei den Eisendioden können Eisen–Gallium Verbindungen an der Grenzfläche sein. Schieffer [156] untersuchte die Fe / GaAs(001) Grenzfläche beim Aufwachsen von Eisen mittels x-ray photoelectron spectroscopy (XPS), reflection high-energy electron diffraction (RHEED) und x-ray photoelectron diffraction (XPD). Das Wachstum von Eisen erfolgt epitaktisch in bcc Struktur. Weiterhin bildet sich beim Aufwachsen von Eisen auf GaAs an der Grenzfläche eine etwa fünf Monolagen dicke Eisen–Gallium Legierung.

Die Gallium Atome werden in das bcc Eisengitter eingebaut. Beim Wachstum wird etwa eine Monolage Gallium in vier Monolagen Eisen gelöst. Auf dieser FeGa Grenzschicht wächst ein reines Eisengitter, auf welchem etwa 0.5 bis 0.7 Monolagen Arsen aufschwimmen.

Nach Schieffer ist die Zusammensetzung dieser Grenzschicht bei Fe / GaAs(001)-(2x4)  $\text{Fe}_{0.77}\text{Ga}_{0.15}\text{As}_{0.08}$ .

Nimmt man an, dass sich nur lokal eine FeGa Legierung bildet, besteht die Grenzfläche der Eisen Schottkydiode aus nicht ausgedehnten inhomogenen Bereichen unterschiedlicher

Schottkybarrierenhöhe. Nach Chen [157] liegt die Schottkybarrierenhöhe von Gallium auf GaAs(100) und GaAs(110) bei 740 meV.

Die laterale Auflösungsgrenze des BEEMs liegt bei etwa 1 nm. Bei den aufgenommenen SBH-Maps liegt der Abstand zwischen zwei  $I_K(V_T)$ -Kennlinien bei 1 nm bis 2 nm. Beinhaltet diese Fläche unterschiedliche Schottkybarrierenhöhen, so ergibt sich eine Art Mischbarriere. Diese variiert je nach lokalem Konzentrationsverhältnis zwischen der Schottkybarrierenhöhe von Eisen und der von Gallium.

Das Auftreten von Mischbarrieren an inhomogenen Au / Co / GaAs<sub>67</sub>P<sub>33</sub> Schottkykontakten wurde von Olbrich [111] beobachtet. Tutsch [158] untersuchte inhomogene Au / Pt / Si Schottkydioden und konnte ebenfalls Mischbarrieren beobachten.

Die inhomogenen Barrieren wurden bei Olbrich durch Kobaltcluster unter einer Goldschicht, bei Tutsch durch Goldcluster unter einer Platinschicht erzeugt. Im Kollektorstrom Bild war im Bereich eines Clusters aufgrund einer geringeren Barrierenhöhe der Kollektorstrom erhöht, dies korrelierte mit dem SBH-Bild. Es zeigte sich auch, dass Bereiche mit einer Art Mischbarriere existieren.

Es wurden drei verschiedene Mechanismen für das Auftreten dieser Mischbarrieren angeführt. Liegt ein kleiner Bereich (5 bis 10 nm) niedriger Barrierenhöhe in einer Umgebung hoher Barrierenhöhe, so tritt der Pinch-off Effekt auf. Im umgekehrten Fall tritt der Pinch-off Effekt nicht direkt auf, jedoch wird die Ausdehnung des Bereichs hoher Barrierenhöhe in den Halbleiter verringert und es ist ein Tunneln durch das Potentialmaximum möglich. Eine weitere Ursache für die Mischbarrieren sehen Olbrich [111] und Tutsch [158] in einer nicht homogenen Durchmischung beider Metalle. Je nach lokalem Konzentrationsverhältnis zwischen den Metallen werden unterschiedliche Mischbarrierenhöhen gemessen.

In den Arbeiten [111, 158] wurden keine Strukturen niedriger Barriere kleiner als 3 bis 4 nm gefunden. Diese Beobachtung wird dem Pinch-off Effekt zugeschrieben. Da hier die Barrierenhöhe so stark angehoben ist, ist dieser nicht mehr vom umgebenden Bereich zu unterscheiden. An Inhomogenitäten im Bereich von 5 nm bis 18 nm konnte der Pinch-off Effekt direkt nachgewiesen werden [159].

Die große Variation der lokalen Schottkybarrierenhöhe der Eisendiode könnte somit mit der Existenz von Mischbarrieren erklärt werden.

Abbildung 7.14 zeigt den nach Tung [45] berechneten Verlauf des Sattelpunktpotentials für eine inhomogene Eisengrenzfläche. Es wurde die mittels BEEM gemessene mittlere lokale Schottkybarrierenhöhe von Eisen und der Unterschied in der Schottkybarrierenhöhe zwischen Eisen und Gallium eingesetzt. Der Radius der Inhomogenitäten variiert von der halben Gitterkonstanten des bcc Eisengitters  $a = 0.2866$  nm bis 10 nm. Es ist eine Abschnürung der Bereiche niedriger Barriere bis etwa 3 nm zu erwarten.

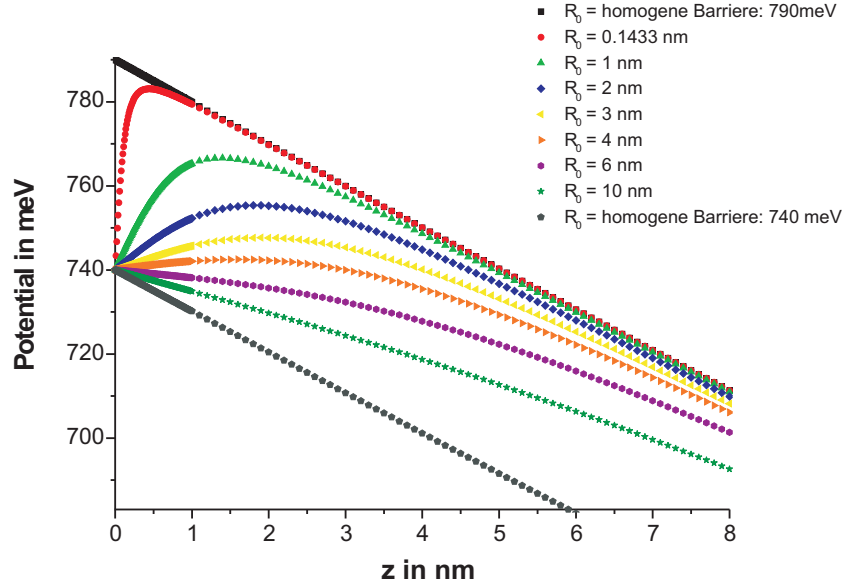


Abb. 7.14: Pinch-off Effekt für kreisförmige Inhomogenitäten mit einem Radius von  $1.433\text{\AA}$  bis  $10\text{ nm}$ . Dabei wurde die Schottkybarrierenhöhe  $\Phi_{SB} = 790\text{ meV}$  von Fe / GaAs(110), der Unterschied  $\Delta = 50\text{ meV}$  zwischen den Barrieren und eine Dotierung von  $5.3 \cdot 10^{16}\text{ cm}^{-3}$  eingesetzt.

Berechnet man den kritischen Radius nach Tung [45] für die verschiedenen Dioden (Fe, FeCo, Co und Au) und setzt für die Differenz in den Barrierenhöhen den Messfehler ein, so erhält man Werte im Bereich von  $3\text{ nm}$  bis  $6\text{ nm}$ .

Da die Barrierenhöhen von Inhomogenitäten im Bereich unter  $6\text{ nm}$  durch den Pinch-off Effekt angehoben werden, sind diese in den SBH Bildern, aufgrund des Rauschens, nicht vom umgebenden Bereich hoher Barrierenhöhe zu unterscheiden. Bei den in dieser Arbeit durchgeführten SBH-Messungen an den verschiedenen Dioden wurden die  $I_K(V_T)$ -Kennlinien in einem lateralen Abstand von minimal  $1\text{ nm}$  aufgenommen. In den ausgewerteten SBH-Bildern konnten keine ausgedehnten inhomogenen Bereiche beobachtet werden. Es bleibt somit nur der Schluß übrig, dass die Inhomogenitäten im Nanometerbereich liegen.

Die integrale Schottkybarrierenhöhe kann für inhomogene Grenzflächen nicht mit der mittleren lokalen Schottkybarrierenhöhe verglichen werden. Es ist bekannt, dass die integrale Schottkybarrierenhöhe vom relativen Anteil der einzelnen Barrierenhöhen einer Grenzfläche abhängt [49, 50, 53, 55].

### 7.4.3 Mikroskopischer Ursprung der integralen Schottkybarrierenhöhe

Mit Hilfe des verallgemeinerten Parallel-Leitungsmodells, vgl. Abschnitt 3.3.1 kann aus der lokalen Verteilung der Schottkybarrierenhöhen, Abbildungen 7.6, 7.8, 7.11 und 7.13, die **resultierende** Barrierenhöhe  $\Phi_{res}$ , Gleichung (7.2), berechnet werden.

$$\Phi_{res} = -k_B T \ln \left\{ \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N \exp \left( \frac{-\Phi_{SBi}}{k_B T} \right) \right\} \quad (7.2)$$

Der Vergleich mit der aus integralen Kennlinien ermittelten Barrierenhöhe  $\Phi_{SB,int}$  gibt Aufschluss über die Homogenität der Grenzfläche.

Die Verwendung des verallgemeinerten Parallel-Leitungsmodells ist gerechtfertigt, da die Verteilung der mittleren lokalen Schottkybarrierenhöhe im Nanometerbereich gemessen wurde und somit den Pinch-off Effekt bereits beinhaltet ist, s.o. und [159].

In Tabelle 7.5 sind die mittleren lokalen, resultierenden und integralen Schottkybarrierenhöhen für die einzelnen Metall / GaAs(110) Dioden zusammengestellt.

	$\Phi_{SB}$ in meV	$\Phi_{res}$ in meV	$\Phi_{SB,int}$ in meV
Fe / GaAs(110)	$790 \pm 90$	710	$710 \pm 20$
Fe <sub>50</sub> Co <sub>50</sub> / GaAs(110)	$760 \pm 60$	700	$730 \pm 30$
Co / GaAs(110)	$890 \pm 40$	830	$820 \pm 20$
Au / GaAs(110)	$1040 \pm 30$	970	$950 \pm 20$

Tab. 7.5: lokale  $\Phi_{SB}$  (BEEM Messungen), resultierende  $\Phi_{res}$  (verallgemeinertes Parallel-Leitungsmodell) und aus integralen I–V–Kennlinien  $\Phi_{SB,int}$  ermittelte Schottkybarrierenhöhe.

Die mit Hilfe des verallgemeinerten Parallel-Leitungsmodells berechneten resultierenden Schottkybarrierenhöhen  $\Phi_{res}$  stimmen mit den integralen, aus den Strom–Spannungskennlinien ermittelten, sehr gut überein. Die integrale Barrierenhöhe steht somit in einer Relation zur lokalen, nanoskopischen Verteilung und kann mittels dieser vorhergesagt werden. Aus Tabelle 7.5 geht hervor, dass die resultierende Schottkybarrierenhöhe im Vergleich zur mittleren lokalen Barrierenhöhe niedriger ist. Die Entstehung der integralen, makroskopischen Barrierenhöhe läßt sich mit Hilfe der mikroskopischen Verteilung der Barrierenhöhen verstehen. Der Stromtransport bei integralen Messungen ist stark durch die Gebiete niedriger Barrierenhöhe beeinflusst. Die integrale Schottkybarrierenhöhe kann mit Hilfe des

verallgemeinerten Parallel-Leitungsmodells aus der Verteilung der lokalen Schottkybarrierenhöhe vorausgesagt werden.

Olbrich [111] und Tutsch [158] stellten für inhomogenen Schottkydioden fest, dass die resultierende  $\Phi_{res}$  im Rahmen der Fehlergrenze mit der aus Strom-Spannungskennlinien ermittelten integralen Barrierenhöhe übereinstimmt. Palm [160] stellte auch eine Übereinstimmung von integraler und resultierender Schottkybarrierenhöhe bei Au/Si(100) fest.

H.-J. Im [161] stellte gleichzeitig mehrere Pt/6H-SiC Dioden her. Diese weisen unterschiedliche integrale Schottkybarrierenhöhen und Ideality Faktoren auf. Er wählte zwei Dioden, eine „gute“ ( $\Phi_{SB,int} = 1.21$  V,  $n = 1.06$ ) und eine „schlechte“ ( $\Phi_{SB,int} = 0.97$  V,  $n = 1.49$ ). Die Verteilung der lokalen Schottkybarrierenhöhen ist für beide Dioden gleich,  $\Phi_{SB,gut} = (1271 \pm 29)$  meV und  $\Phi_{SB,schlecht} = 1268 \pm 33$  meV. Der Autor folgert daraus, dass die Grenzfläche der meisten Schottkykontakte aus einer breiten Verteilung vieler flacher Inhomogenitäten besteht. Nicht ideale Dioden besitzen zusätzlich einige wenige große Defekte fremden Ursprungs. Diese beeinflussen das nicht ideale Verhalten dieser Dioden.

Dies legt auch den Schluss nahe, dass der Mechanismus, der für die Entstehung der integralen Schottkybarriere verantwortlich ist, von den lokalen Begebenheiten der Grenzfläche abhängt.

Die hier untersuchten Metall-Halbleitergrenzflächen weisen eine Verteilung der lokalen Schottkybarrierenhöhen auf. Es konnten jedoch keine „Hotspots“, Bereiche mit einer niedrigen Schottkybarriere, beobachtet werden. Spininjektion sollte an diesen, mit Hilfe der MBE hergestellten, Metall-Halbleiter Systemen möglich sein.

## 8 BEEM an lateralen Heterostrukturen

Nimmt man laterale Strukturen aus Halbleitern oder lateral ausgedehnten Dotierungsprofilen und überwächst diese mit einem Metall, so ergeben sich laterale Heterostrukturen von Schottkykontakten. Es stellt sich dabei die Frage, ob und mit welcher Auflösung diese vergrabenen Barrieren mit der Ballistischen Elektronen Emissions Mikroskopie nachweisbar sind.

Laterale Heterostrukturen können durch lithographische Verfahren, z.B. Quantendrähte und Quantenpunkte, oder durch das Überwachsen von Spaltkanten, vgl. Abbildung 8.4, erzeugt werden.

Bei der Verwendung einer Heterostruktur als Spaltkante ist es zudem möglich verschiedenen Metall-Halbleitergrenzflächen mit einer identischen Metallisierung zu untersuchen.

### 8.1 Anwendungsmöglichkeiten aus der Literatur

#### 8.1.1 BEEM an Quantendrähten und Quantenpunkten

##### Quantendrähte

Smoliner et al [144, 145, 162, 163] benutzte das BEEM zur Untersuchung von Quantendrähten. Dazu wurden auf einen semi-isolierenden Halbleiter die folgenden Schichten gewachsen:

1  $\mu\text{m}$  GaAs Puffer undotiert, 20 nm  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  Spacer, 40 nm dotiertes  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $N_D = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) und 20 nm dotiertes GaAs ( $N_D = 2.0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) als Abdeckung, mit  $x=0.35$ .

Der Kollektor besteht aus einer 2D Elektronenschicht an der AlGaAs/GaAs Grenzfläche. Die Quantendrähte wurden durch Laser Holographie und nasschemischen Ätzen hergestellt. Für die BEEM Messungen wurde eine Basis von 7 nm Gold in vorgegeben Bereichen abgeschieden. Abbildung 8.1(a) zeigt die Topographie der Quantendrähte. Nach dem Oberflächenprofil 8.1(b) haben die Drähte einen Abstand von 800 nm, eine Breite von 200 nm und eine Höhe von 13 nm.

Abbildung 8.1(c) zeigt die Topographie eines einzelnen Quantendrahtes und Abbildung 8.1(d) den gleichzeitig aufgenommenen Kollektorstrom ( $V_T = 1.8 \text{ V}$ ,  $I_T = 5 \text{ nA}$ ). Der

Quantendraht kann eindeutig vom zurückgeätzten Gebiet unterschieden werden. Generell ist festzustellen, dass der Kollektorstrom in den Quantendrähten erhöht ist. In Bereichen mit Goldclustern ist der Kollektorstrom jedoch erniedrigt. In Abbildung 8.1(c) und (d) sind Goldcluster durch Pfeile markiert und der Kollektorstrom hat an diesen Stellen ein Minimum. Dies gilt sowohl für die Quantendrähte als auch für die Gebiete dazwischen. Da die Goldcluster bevorzugt am Quantendraht wachsen, ist das resultierende Kollektorstrom Bild hier relativ uneben.

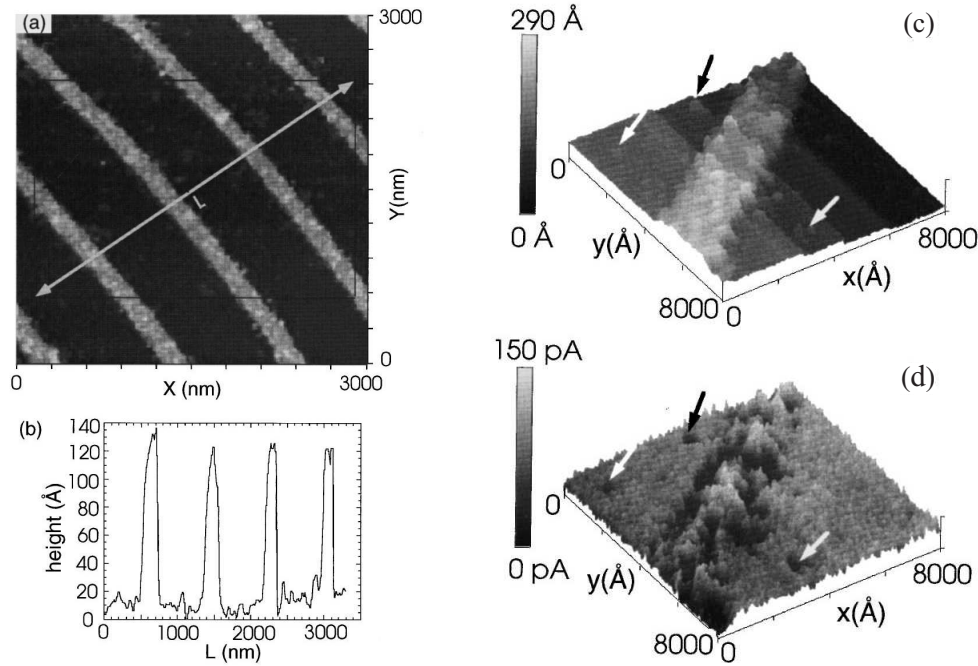


Abb. 8.1: (a) Topographie der Quantendrähte ( $V_T = 0.8 \text{ V}$ ,  $I_T = 1 \text{ nA}$ )  
 (b) entlang der in (a) eingezeichneten Linie gemessenes Oberflächenprofil  
 (c) Topographie eines einzelnen Quantendrahtes ( $V_T = 1.8 \text{ V}$ ,  $I_T = 5 \text{ nA}$ )  
 (d) gleichzeitig gemessenes Kollektorstrom Bild. Die Pfeile kennzeichnen akkumulierte Goldcluster im zurückgeätzten Bereich (aus [144]).

Der im Quantendraht erhöhte Kollektorstrom kann durch den selbst-konsistent berechneten Bandverlauf erklärt werden. Im Gebiet des Drahtes ist der Einsatzzpunkt des Kollektorstroms durch den  $\Gamma$  Punkt des Leitungsbandminimums der GaAs Deckschicht bestimmt. Im Gebiet zwischen den Quantendrähten wurden die obersten 13 nm GaAs weg geätzt und es ist noch eine etwa 7 nm dicke GaAs Schicht zwischen der Goldelektrode und der AlGaAs Schicht vorhanden. Dies führt zu einem Bandverlauf, bei dem der  $\Gamma$  Punkt der AlGaAs Bandkante energetisch über dem der GaAs Bandkante der Au / GaAs Grenzfläche liegt.



Damit ergibt sich im BEEM Spektrum eine niedrigere effektive Barrierenhöhe im Quantendraht. Bei gleicher Tunnelspannung und Tunnelstrom führt dies zu einem größeren Kollektorstrom in den Quantendrähten.

## Quantenpunkte

### InAs Quantenpunkte

Die ersten BEEM Untersuchungen an vergrabenen InAs ‘self-assembled quantum dots’ (SAD) wurden von Rubin et al [141] durchgeführt. Die InAs SADs wurden auf eine 30 nm dicke undotierte GaAs Schicht aufgewachsen und mit 5-8.5 nm GaAs und einer 8.5 nm Goldschicht abgedeckt. Sie weisen einen Durchmesser von etwa 100 nm und eine Höhe von 3 bis 5 nm auf. In Abbildung 8.2(b) ist die STM-Aufnahme eines Quantenpunkts und das gleichzeitig aufgenommene Kollektorstrom Bild ( $I_T = 2$  nA  $V_T = 1.5$  V) dargestellt. Der Kollektorstrom ist an der Stelle des Quantenpunkts deutlich erhöht. Zur quantitativen Einschätzung des BEEM Transports über den Quantenpunkt wurden  $I_K(V_T)$ -Kennlinien auf und neben dem SAD aufgenommen, vgl. Abbildung 8.2(c). Diese weisen eine Feinstruktur auf, die mit resonantem Tunneln durch 0D Zustände des Quantenpunkts konsistent ist [141].

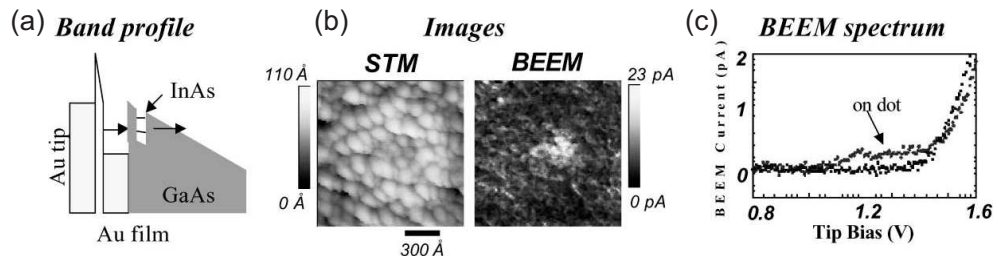


Abb. 8.2: (a) schematische Darstellung des Bandprofils, (b) STM und BEEM Aufnahme und (c)  $I_K(V_T)$ -Kennlinien der InAs / GaAs ‘self-assembled single quantum dots’ [42].

### GaSb Quantenpunkte

Werden GaSb SADs auf GaAs aufgewachsen, so weist die Bandstruktur eine Potentialbarriere im Leitungsband auf [142], vgl. Abbildung 8.3(a). Aus diesem Grund ist die Elektron-Loch Rekombination in dieser Struktur räumlich indirekt und damit liefern optische Messungen keine ausreichenden Informationen über den Abstand der Leitungsbander von GaSb und GaAs. Mit Hilfe herkömmlicher Transportmessungen kann der Bandabstand aufgrund der geringen lateralen Größe ebenfalls nicht gemessen werden.

Mit der Ballistischen Elektronen Emissions Mikroskopie können solche Strukturen untersucht werden, da die Ladungsträger lokal in die Quantenstrukturen injiziert werden.

Das Topographie Bild 8.3(b) zeigt einen etwa 50 nm breiten und 5 nm hohen GaSb Quantenpunkt. Der Kollektorstrom ist an der Stelle des SADs reduziert, da die Elektronen an der Potentialbarriere des Quantenpunkts reflektiert werden. Die Höhe dieser Barriere, und damit auch der Leitungsbandabstand kann aus den  $I_K(V_T)$ -Kennlinien ermittelt werden. Die Kennlinien werden auf und neben dem Quantenpunkt gemessen, vgl. Abbildung 8.3(c) und mit Hilfe eines erweiterten Bell-Kaiser Modells [97, 164] gefittet. Es ergibt sich ein lokaler Bandabstand der GaSb Punkte auf GaAs von  $0.08 \pm 0.02$  eV [142].

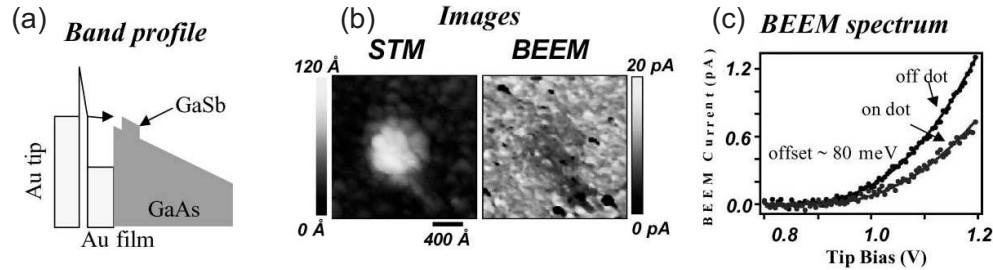


Abb. 8.3: (a) schematische Darstellung des Bandprofils, (b) STM und BEEM Aufnahme und (c)  $I_K(V_T)$ -Kennlinien der GaSb / GaAs ‘self-assembled single quantum dots’ [42].

Mit Hilfe der Ballistischen Elektronen Emissions Mikroskopie ist es folglich möglich, energetische Zustände vergrabener Halbleiter Quantenstrukturen im Nanometer Maßstab zu untersuchen.

### 8.1.2 BEEM an überwachsenen Spaltkanten

Eine Heterostruktur Spaltkante wird hier mit einem Metall überwachsen, vgl. Abbildung 8.4. Aufgrund unterschiedlicher Schottkybarrierenhöhen ergibt sich bei verschiedenen Halbleitern jeweils ein anderer Wert für den Kollektorstrom, bei gleicher Tunnelspannung und gleichem Tunnelstrom. Dies ist im Kollektorstrom Bild orts aufgelöst zu sehen. Zudem ist es möglich die laterale Ausdehnung der Übergangszone zwischen zwei verschiedenen Halbleitern zu bestimmen.

Erstmals wurde mittels BEEM eine GaAs/Al<sub>30</sub>Ga<sub>70</sub>As Heterostruktur von Rakoczy et al [165, 166] untersucht. Ausgangsmaterial war ein semi-isolierendes GaAs(100) Substrat. Auf dieses wurde eine 3 μm dicke n-GaAs ( $N_D = 8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) Schicht und sechs mal im Wechsel GaAs (50 nm) und AlGaAs (20 nm) gewachsen. Nach einem 200 nm dicken GaAs

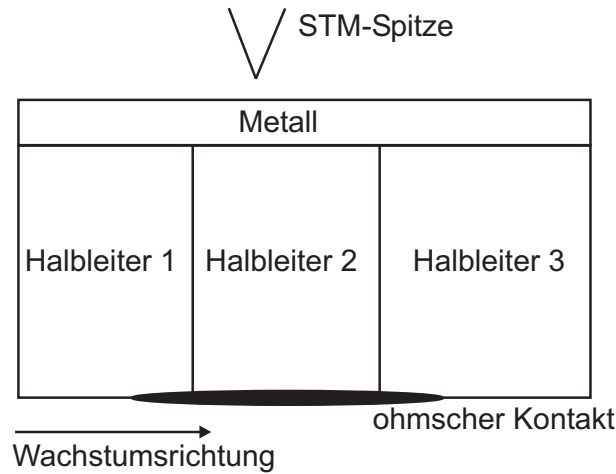


Abb. 8.4: Schematische Darstellung der Spektroskopie an lateralen Heterostrukturen. Diese entstehen durch die Metallisierung einer Spaltkante, bestehend aus unterschiedlichen Halbleitern.

Spacer folgten zwei weitere Heterostrukturen mit Schichtdicken von ( $d_{AlGaAs} = 50 \text{ nm}$ ,  $d_{GaAs} = 20 \text{ nm}$ ) und ( $d_{AlGaAs} = 50 \text{ nm}$ ,  $d_{GaAs} = 50 \text{ nm}$ ). Der Anteil an Aluminium betrug 30%. Die Dotierkonzentration der GaAs Schichten betrug  $N_D = 8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  und die der AlGaAs  $N_D = 5.6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

Auf die Spaltkante dieser Heterostruktur wurden 7 nm Gold gewachsen.

Abbildung 8.5(a) zeigt links das Topographie und rechts das zugehörige Kollektorstrom Bild. Die Bilder wurden bei einer Tunnelspannung von  $V_T = 1.6 \text{ V}$  und einem Tunnelstrom von  $I_T = 2 \text{ nA}$  aufgenommen.

Sowohl in der Topographie, als auch beim Kollektorstrom ist der Unterschied zwischen GaAs und AlGaAs deutlich. Die AlGaAs Schichten erscheinen als schmale horizontale Linien. Das Gebiet mit AlGaAs erscheint im Topographie Bild etwa 0.5 nm höher. Dies wurde durch die schwachen Spannungseffekte zwischen den AlGaAs und GaAs Schichten erklärt. Abbildung 8.5(b) zeigt die von Rakoczy beobachtete Degeneration der Probe nach einigen Tagen an Luft. Die Goldschicht scheint in Fragmente zu zerfallen, im korrespondierenden Kollektorstrom Bild rechts sind die AlGaAs Schichten nicht mehr getrennt zu erkennen und scheinen sich mit den GaAs Schichten vermischt zu haben. Die Transmission hat sich dabei um einen Faktor 5 verschlechtert. Rakoczy begründet dies mit der Oxidation der AlGaAs Schichten.

Abbildung 8.6 zeigt links zwei  $I_K(V_T)$ -Kennlinien. Kurve 1 wurde im GaAs Bereich und Kurve 2 im AlGaAs Bereich aufgenommen. Für die Schottkybarrierenhöhen von Gold auf GaAs und AlGaAs ergeben sich die folgenden Werte

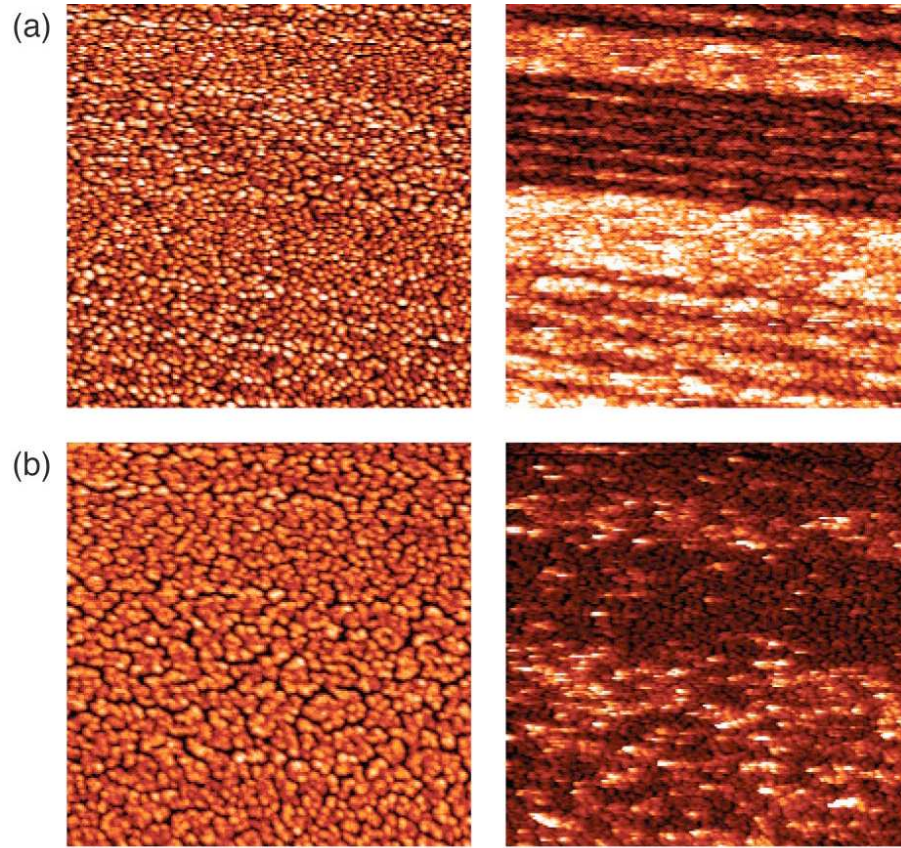


Abb. 8.5: **(a): Links** ist die Topographie und **rechts** das Kollektorstrom Bild der von Rakoczy [165] verwendeten lateralen Heterostruktur zu sehen. Die Kantenlänge ist  $1.4\ \mu\text{m}$ , der maximale Höhenunterschied beträgt  $4\ \text{nm}$  und der Kollektorstrom liegt bei maximal  $2.5\ \text{pA}$  ( $V_T = 1.6\ \text{V}$ ,  $I_T = 2\ \text{nA}$ ).

**(b):** Bilder der degenerierten Probe. Die Kantenlänge ist  $1.4\ \mu\text{m}$ ,  $V_T = 1.6\ \text{V}$  und  $I_T = 5\ \text{nA}$ . Links ist die Topographie ( $z = 8\ \text{nm}$ ) und rechts der zugehörige Kollektorstrom ( $I_{K,max} = 1.25\ \text{pA}$ ) abgebildet.

$\Phi_{SB,GaAs} = 0.97\ \text{V}$  und  $\Phi_{SB,AlGaAs} = 1.235\ \text{V}$ . Damit erhält Rakoczy einen Leitungsbandabstand zwischen GaAs und AlGaAs von  $\Delta\Phi_{GaAs/AlGaAs} = 265\ \text{meV}$ .

In Abbildung 8.6 rechts ist oben ein Kollektorstrom Bild eines dunklen AlGaAs Streifens zwischen zwei hellen GaAs Bereichen zu sehen. Sowohl das körnig gewachsene Gold, als auch die darunter liegende Barriere haben einen Einfluß auf die Transmission, weshalb eine Abbildung der scharfen Grenzfläche zwischen AlGaAs und GaAs schwierig ist.

Am unteren Bildrand markieren die Striche die Positionen an denen Kennlinien aufgenommen wurden, der Abstand zweier Linien beträgt  $7.2\ \text{nm}$ . Die daraus erhaltenen Einsatzpunkte des Kollektorstroms sind in Abbildung 8.6 rechts unten zu sehen, zusammen mit

einem aus den Wachstumsparametern berechneten Leitungsbandprofil.

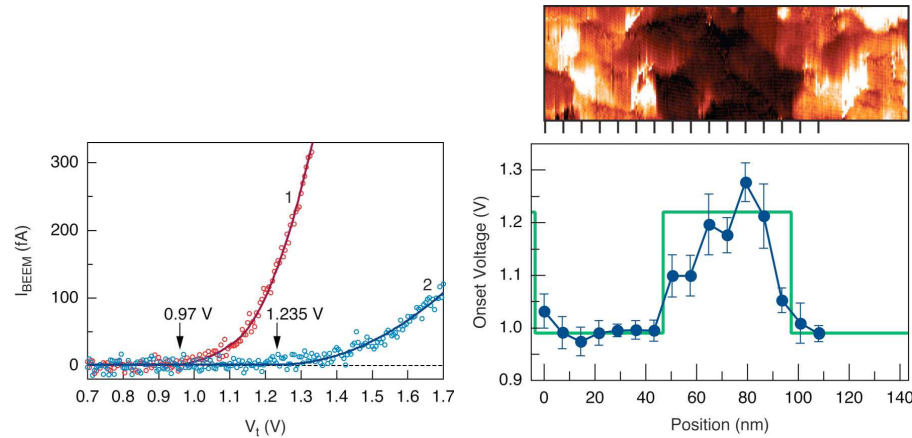


Abb. 8.6: Links:  $I_K(V_T)$ -Kennlinien, Kurve 1 wurde im GaAs Gebiet und Kurve 2 im AlGaAs Bereich mit einem Tunnelstrom von  $I_T = 2 \text{ nA}$  aufgenommen. Rechts oben: BEEM Bild eines AlGaAs Streifens mit einer Kantenlänge von  $143 \text{ nm} \times 45 \text{ nm}$  und einem maximalen Kollektorstrom von  $4 \text{ pA}$  ( $I_T = 2 \text{ nA}$ ,  $V_T = 1.7 \text{ V}$ ). Rechts unten ist das Profil der aus den  $I_K(V_T)$ -Kennlinien erhaltenen Schottkybarrierenhöhen und ein aus den Wachstumsdaten berechnetes Leitungsbandprofil (durchgezogene Linie) zu sehen (aus [165]) .

Die Übergangszone zwischen GaAs und AlGaAs ist relativ breit, asymmetrisch und weist nicht das erwartete rechteckige Profil auf. Weiterhin stimmt die Differenz der Schottkybarrierenhöhen zwischen AlGaAs und GaAs nicht mit dem von Rakoczy erwarteten Wert von  $230 \text{ meV}$  überein. Das Rauschen im AlGaAs Gebiet ist deutlich höher als im GaAs. Rakoczy et al [165] nehmen an, dass das verschmierte Bandprofil durch laterale Bandverbiegungseffekte verursacht wird. Sie begründen dies damit, dass nicht erwartet werden kann, dass sich der genaue Bandabstand zwischen AlGaAs und GaAs in der Differenz der Schottkybarrierenhöhen zweier Materialien widerspiegelt. Das Fermi Niveau ist über die gesamte Probenoberfläche konstant und somit ist eine laterale Bandverbiegung nicht zu vermeiden.

Den Verlauf des Profils an der linken Kante erklärt Rakoczy durch Dotieratome, in deren Umgebung der Einsatzpunkt des Kollektorstroms von der Schottkybarrierenhöhe des AlGaAs auf das Energieniveau des Dotieratoms reduziert ist.



## 8.2 Eigene BEEM Untersuchungen an Heterostrukturen

Es wurde die am Lehrstuhl Wegscheider gewachsene GaAs / AlGaAs Heterostruktur verwendet, vgl. Abb. 6.2. Abbildung 8.7 zeigt eine REM Aufnahme dieser Heterostruktur. Zu erkennen sind zwei, jeweils 500 nm breite Gebiete, in denen sich jeweils zehn 50 nm breite GaAs und AlGaAs Streifen abwechseln. Diese beiden Bereiche sind durch ein 1  $\mu\text{m}$  breites AlGaAs Gebiet getrennt.

Von Interesse war unter anderem die laterale Ausdehnung der Übergangszone des Potentials zwischen GaAs und AlGaAs. Die Messungen an diesen Proben gestalteten sich schwierig, da zum einen diese Dioden eine sehr geringe Transmission hatten, und zum anderen musste die gewachsene 4  $\mu\text{m}$  Struktur mit der STM-Spitze gefunden werden.

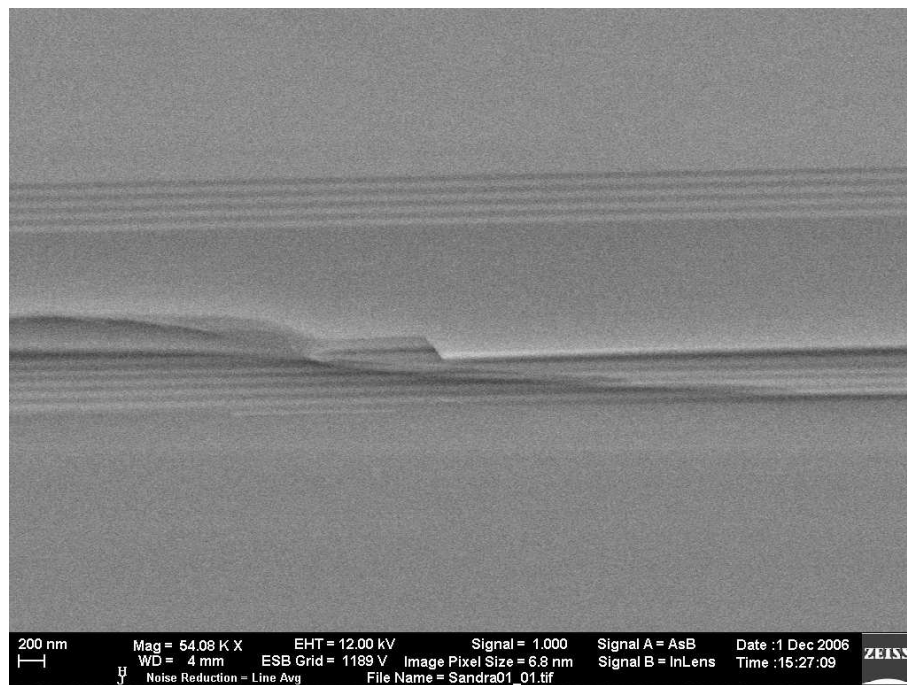


Abb. 8.7: REM Aufnahme der Spaltkante der verwendeten Heterostruktur. Zu sehen sind zwei, jeweils 500 nm breite Gebiete, in denen sich jeweils zehn 50 nm breite GaAs und AlGaAs Streifen abwechseln. Diese beiden Bereiche sind durch ein 1  $\mu\text{m}$  breites AlGaAs Gebiet getrennt. In der gezeigten REM-Aufnahme ist ein Defekt vom linken zum rechten Bildrand zu erkennen. Wird z.B. bei Anritzen die Kristallrichtung nicht exakt getroffen, kann es beim Bruch dann zu dieser Terrassenstruktur kommen. [167].

### Berechnung des Pinch-off Effekt für die verwendete Streifengeometrie

Es stellt sich die Frage, ob der Pinch-off Effekt bei der verwendeten Probengeometrie relevant ist. Abbildung 8.8 zeigt eine Berechnung des Pinch-off Effektes nach Gleichung (3.29) für die gewachsenen, 50 nm breiten AlGaAs-GaAs-AlGaAs Streifen.

Es ist keine Abschnürung des Bereiches niedriger Barrierenhöhe zu erkennen. Ein Pinch-off Effekt ist für die gewachsene AlGaAs-GaAs Heterostruktur nicht zu erwarten.

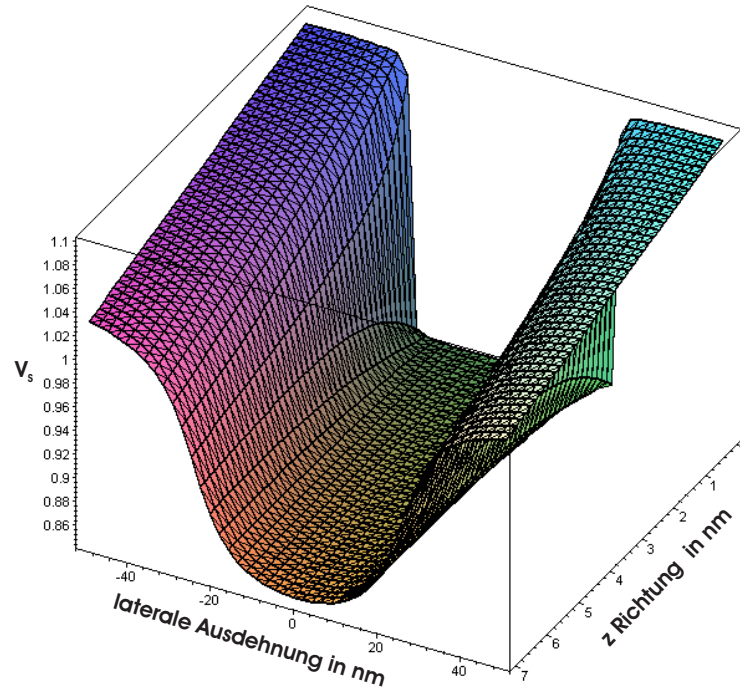


Abb. 8.8: Berechnung des Pinch-off Effektes nach Gleichung (3.29) für die verwendeten 50 nm breiten AlGaAs-GaAs-AlGaAs Streifen. Weitere Parameter sind:  $N_D = 2.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\Phi_{SB}^0 = 1100 \text{ meV}$  und  $\Delta = 240 \text{ meV}$ .

#### 8.2.1 Au (6 nm) / (GaAs – AlGaAs)(110)–Heterostruktur

Die Herstellung der Probe erfolgt analog wie die Herstellung der Spaltkanten. Ein Waferstück wurde mit einem ohmschen Kontakt versehen, angeritzt und in-situ in der MBE gespalten und mit 6 nm Au bedampft. Anschließend wurde der Goldfilm auf Erdpotential gelegt.

### Integrale Strom–Spannungskennlinie

Die integrale Strom–Spannungskennlinie, Abb. 8.9, zeigt, dass die Diode bis  $-0.8\text{ V}$  sperrt und einen Widerstand in Sperrrichtung von  $200\text{ k}\Omega$  aufweist, was in den BEEM Messungen zu sehr schlechten Signal–Rauschverhältnissen führt.

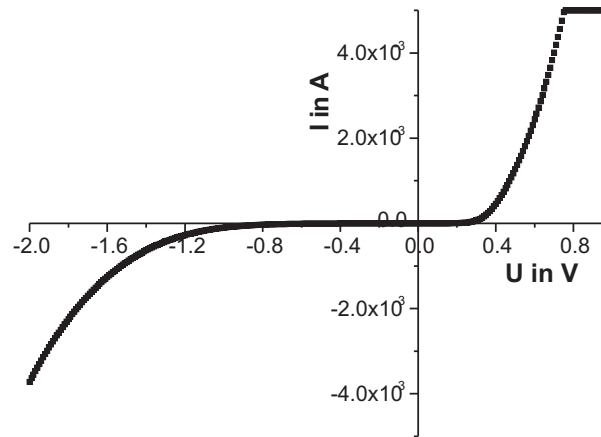


Abb. 8.9: Integrale Kennlinie der lateralen Au / (GaAs–AlGaAs)-Heterostruktur.

### BEEM Messungen

In der Abbildung 8.10 ist links das Topographie Bild und rechts das Kollektorstrom Bild dargestellt. Die AlGaAs Regionen erscheinen etwas höher ( $\approx 0.5\text{ nm}$ ) als die GaAs Regionen. Dieser Höhenunterschied in  $z$ -Richtung wurden auch von Rakoczy [165] beobachtet und durch geringe Verspannungen zwischen den GaAs und AlGaAs Schichten erklärt. Feenstra [168] konnte ebenfalls einen Unterschied in der Topographie zwischen AlGaAs und GaAs von  $0.7\text{ nm}$  beobachten. Er nimmt an, dass dies durch die nasschemische Passivierung mit Schwefel verursacht wird. Ein weiterer Grund könnten unterschiedliche Wachstumsbedingungen für Gold, bzw. Eisen auf GaAs und AlGaAs sein. Die plausibelste Erklärung ist jedoch, dass die verspannten AlGaAs Lagen härter sind und beim Spalten des Wafers anders brechen als die GaAs Schichten.

Im Kollektorstrom Bild, Abb. 8.10 rechts, erscheinen die AlGaAs Gebiete aufgrund des geringeren Kollektorstroms dunkler. Der energetische Leitungsbandabstand von  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  zu GaAs beträgt nach [133]  $\Delta E_{LB} = x \cdot 0.84\text{ eV}$ , dies ergibt bei einer Al-Konzentration von  $x = 0.2994$  einen Bandabstand von  $\Delta E_{LB} = 250\text{ meV}$ . Dieser Unterschied sollte im Kollektorstrom Bild aufgrund der höheren Schottkybarriere von AlGaAs sichtbar sein, da bei gleichem Tunnelstrom  $I_T$  und einer Tunnelspannung  $U_T > \Phi_{SB}$  weniger Kollektorstrom



im AlGaAs Bereich detektiert wird, vgl. Graph 8.12.

Die sichtbaren Kontrastunterschiede zwischen GaAs und AlGaAs stimmen mit der gewachsenen Schichtstruktur, vgl. Abb. 8.11, überein.

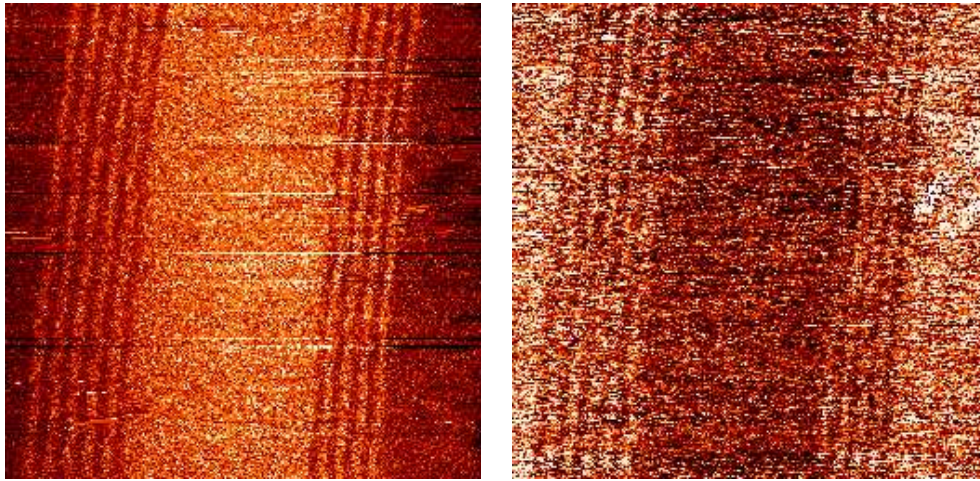


Abb. 8.10: BEEM Aufnahme, **links** Topographie und **rechts** Kollektorstrom, bei einem Tunnelstrom  $I_T = 8 \text{ nA}$  und einer Tunnelspannung  $V_T = 2 \text{ V}$ . Die Kantenlänge ist  $4 \mu\text{m}$ , die Topographie weist Höhenunterschiede bis  $0.5 \text{ nm}$  auf. Der maximale Kollektorstrom beträgt  $5 \text{ pA}$ . Die Farbskala geht jeweils von weinrot/dunkel (Null) nach orange/weiß (maximaler Wert).



Abb. 8.11: Skizze der gemessenen Heterostruktur. Die Messungen zur Bestimmung der lokalen Schottkybarrierenhöhe von Au / GaAs wurden im „Bereich 1“, die von Au / AlGaAs im „Bereich 2“ durchgeführt.

Die Transmission liegt bei  $R \approx 5 \cdot 10^{-4}$  und ist im Vergleich zur Au / GaAs(110), vgl. Abschnitt 7.2.3, ( $R = 1.0 \cdot 10^{-2}$ ) um zwei Größenordnungen geringer. Dies kann an verspannten und inhomogenen Grenzflächen und am Ohmschen Kontakt am Halbleiter liegen.

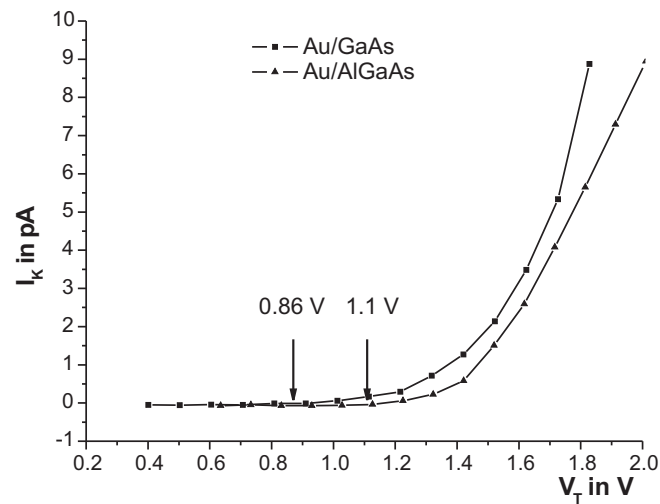


Abb. 8.12: Lokale Kennlinien für Au/GaAs und für Au/AlGaAs, bei einem Tunnelstrom von  $I_T = 7 \text{ nA}$ .

In Abbildung 8.13 ist eine Detail Aufnahme der Heterostruktur aus 50 nm breiten GaAs – AlGaAs Schichten zu sehen. Die körnige Struktur wird von der Goldoberfläche verursacht, die aus den bereits mehrfach diskutierten kugelförmigen Strukturen besteht.

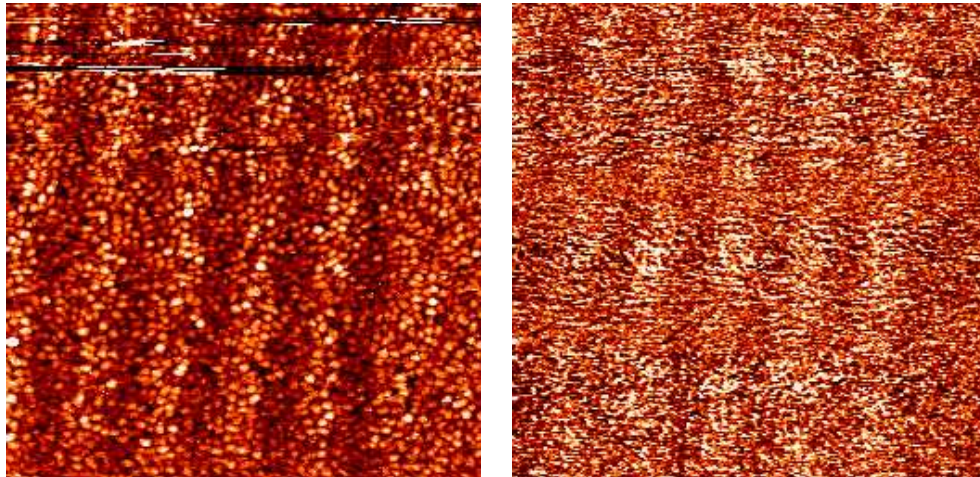


Abb. 8.13: BEEM Aufnahme, **links** Topographie und **rechts** Kollektorstrom, bei einem Tunnelstrom  $I_T = 6.6 \text{ nA}$  und einer Tunnelspannung  $V_T = 2.1 \text{ V}$ . Die Kantenlänge ist  $1 \mu\text{m}$ , die Topographie weist Höhenunterschiede bis  $0.5 \text{ nm}$  auf. Der maximale Kollektorstrom beträgt etwa  $5 \text{ pA}$ . Die kugelförmige Struktur der Goldoberfläche ist zu erkennen. Die Farbskala geht jeweils von weinrot/dunkel (Null) nach orange/weiß (maximaler Wert).

Die Verteilung der Schottkybarrierenhöhen wurde für Au / GaAs (Bereich 1) und für Au / AlGaAs (Bereich2) getrennt ausgewertet (Abbildung 8.11). Das Histogramm Abb. 8.14 zeigt die Verteilung für Au / GaAs ( $N_D = 3.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) und das Histogramm Abb. 8.15 die für Au / Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As ( $N_D = 2.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ).

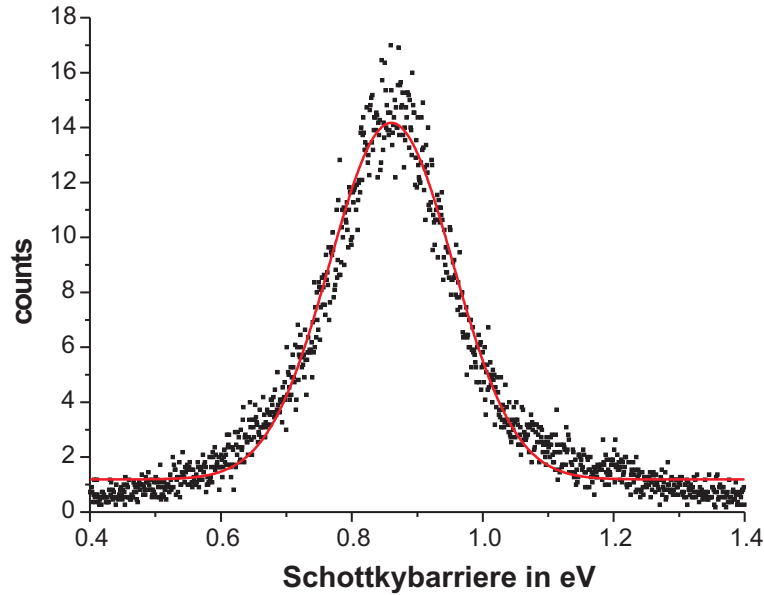


Abb. 8.14: Verteilung der lokalen Schottkybarrierenhöhe (Punkte) der Au/GaAs Heterostruktur. Für die Barrierenhöhe ergibt der Gaußfit (durchgezogene Linie)  $\Phi_{SB} = (860 \pm 80) \text{ meV}$ .

Es ergeben sich die folgenden mittleren lokalen Schottkybarrierenhöhen

Au / GaAs von  $\Phi_{SB, GaAs} = (860 \pm 80) \text{ meV}$

Au / AlGaAs von  $\Phi_{SB, AlGaAs} = (1100 \pm 60) \text{ meV}$ .

Die Differenz  $\Phi_{SB, AlGaAs} - \Phi_{SB, GaAs} = 240 \text{ meV}$  stimmt gut mit dem erwarteten Wert von  $250 \text{ meV}$  überein, [133]. Rakoczy bestimmte den Bandabstand zu  $265 \text{ meV}$  [165].

Somit kann der Unterschied im Kollektorstrom Bild eindeutig durch die unterschiedlichen Barrierenhöhen erklärt werden.

Die aus den SBH-Bildern erhaltene mittlere lokale Schottkybarrierenhöhe  $\Phi_{SB}$  ist für die Au/GaAs Bereiche der Heterostruktur um  $180 \text{ meV}$  niedriger als die der Au/GaAs(110) Spaltkante aus Abschnitt 7.2.3. Aufgrund der höheren Dotierung von  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  im Vergleich zu  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  kann sich die Schottkybarrierenhöhe aufgrund des Bildkrafteffekts verringern, vgl. Abschnitt 2.2.3.

$$\Delta\Phi_{BK} = \sqrt[4]{\frac{e^6 N_D (eV_B - k_B T)}{8\pi^2 \epsilon_{HL}^3}}. \quad (8.1)$$

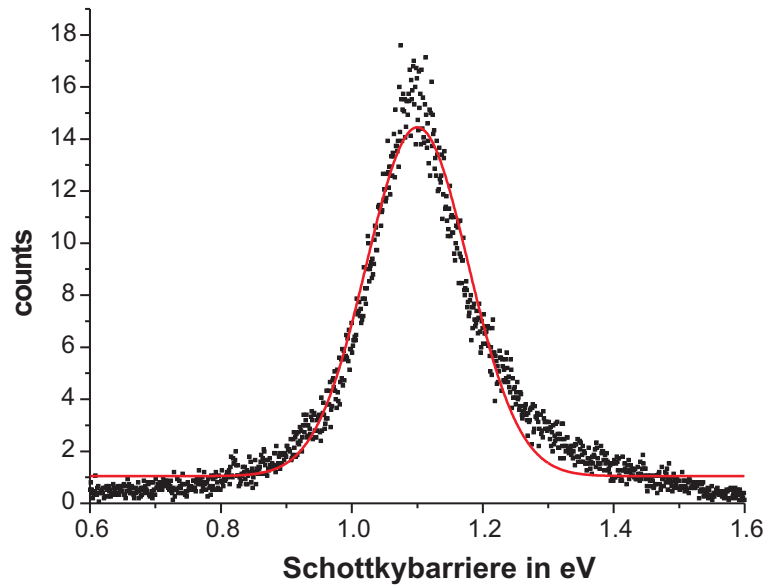


Abb. 8.15: Verteilung der lokalen Schottkybarrierenhöhe (Punkte) der Au/AlGaAs Heterostruktur. Aus dem Gaussfit (durchgezogene Linie) kann die Schottkybarrierenhöhe zu  $\Phi_{SB} = (1100 \pm 60)$  meV bestimmt werden.

Der Unterschied der sich aus der Bildkraftkorrektur ergeben sollte, liegt jedoch nur im Bereich von  $\Delta\Phi_{BK} = 20$  meV und kann somit die beobachtete Abweichung nicht erklären.

Weiterhin nimmt mit steigender Dotierung  $N_D$  die Verarmungsweite  $w$  ab

$$w = \sqrt{\frac{\epsilon_{HL} k_B T}{e^2 N_D} \left( \frac{2eV_B}{k_B T} - 1 \right)}. \quad (8.2)$$

In Abb. 8.16 ist der Verlauf des Halbleiter Leitungsbandes für eine abnehmende Dotierung schematisch dargestellt. Für heiße Elektronen mit einer Energie  $\Delta E$  unterhalb der Schottkybarrierenhöhe  $\Phi_{SB}$  steigt die Wahrscheinlichkeit die Barriere zu durchtunneln mit zunehmender Dotierung  $N_D$  an.

Aus der WKB Näherung ergibt sich die Tunnelwahrscheinlichkeit  $P$  für eine dreieckige Barriere zu [16]

$$P = \exp \left( -\frac{2}{3} \frac{(\Delta E)^{3/2} V_B^{1/2}}{E_{00}} \right) \quad (8.3)$$

$$E_{00} = \frac{\hbar}{2} \left[ \frac{N_D}{m^* \epsilon_{HL}} \right]^{\frac{1}{2}}$$

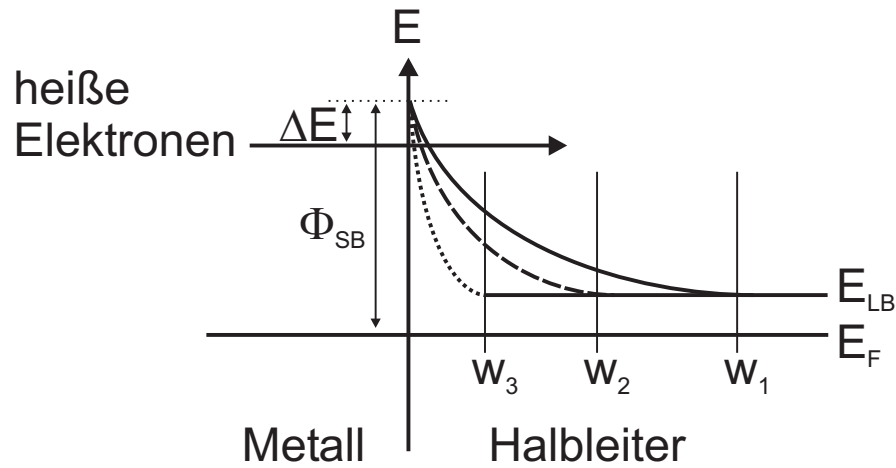


Abb. 8.16: Schematische Darstellung der Leitungsbandenergie des Halbleiters für drei verschiedene Dotierungen ( $N_{D,3} > N_{D,2} > N_{D,1}$ ). Für heiße Elektronen mit einer Energie  $E = \Phi_{SB} - \Delta E$  besteht mit zunehmender Dotierung eine größere Tunnelwahrscheinlichkeit.

mit

$m^*$ : effektive Masse des Elektrons im Halbleiter,

$\epsilon_{HL}$ : Dielektrizitätskonstante des Halbleiters,

$V_B$ : Bandverbiegung und

$E = (\Phi_{SB} - \Delta E)$ : Energie der heißen Elektronen.

$E_{00}$  ist diejenige Bandverbiegung der Schottkybarriere, die zu einer Transmissions Wahrscheinlichkeit von  $e^{-1}$  führt, wenn das Elektron die Energie gleich der Leitungsbandenergie am Rand der Verarmungszone besitzt [16].

In Tabelle 8.1 sind neben der Tunnelwahrscheinlichkeit  $P$ , die Abnahme  $\Delta\Phi_{BK}$  der Barrierenhöhe aufgrund des Bildkrafteffekts und die Breite  $w$  der Verarmungszone für verschiedene Dotierungen zusammengestellt. Die Tunnelwahrscheinlichkeit  $P$  wurde für Elektronen der Energie  $\Delta E = 180 \text{ meV} - \Delta\Phi_{BK} = 160 \text{ meV}$  unterhalb der Schottkybarriere  $\Phi_{SB}$  bestimmt.

Für die bei der Heterostruktur verwendeten Dotierungen im Bereich von  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  besteht eine Tunnelwahrscheinlichkeit von maximal 3%. Dagegen liegt die Tunnelwahrscheinlichkeit für die bei den Spaltkanten vorliegenden Dotierung von  $5.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  bei nur noch 0.01%. Somit kann die Differenz in den mittleren lokalen Schottkybarrierenhöhen zwischen der Au/GaAs (Heterostruktur) und der Au/GaAs(110) Spaltkante durch das Tunneln heißer Elektronen qualitativ erklärt werden.

$N_D$ in $\text{cm}^{-3}$	$1 \cdot 10^{15}$	$2.4 \cdot 10^{16}$	$5.2 \cdot 10^{16}$	$2.2 \cdot 10^{17}$	$3.2 \cdot 10^{17}$	$1 \cdot 10^{18}$
w in nm	1164	238	160	79	65	37
$\Delta\Phi_{BK}$ in meV	13	30	36	50	57	75
$P$	$8 \cdot 10^{-31}$	$1 \cdot 10^{-9}$	$1 \cdot 10^{-4}$	0.013	0.03	0.13

Tab. 8.1: In Abhängigkeit von der Dotierung  $N_D$  berechnete Ausdehnung der Verarmungszone w, der Bildkrafteffekt  $\Delta\Phi_{BK}$  und die Tunnelwahrscheinlichkeit  $P$  der heißen Elektronen durch die Schottkybarriere.

Da die Differenz zwischen den Schottkybarrierenhöhen der GaAs und AlGaAs Bereiche dem Erwartungswert entspricht, wird für AlGaAs die gleiche Abnahme der Schottkybarrierenhöhe aufgrund gleicher Mechanismen erfolgen.

Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen konnte keine Degeneration der Proben, innerhalb von 3 Monaten, beobachtet werden. Die Lagerung der Proben erfolgte an Luft und im UHV.

### 8.2.2 Fe (1 nm) / (GaAs – AlGaAs)(110)–Heterostruktur

Die Probenpräparation erfolgte analog zur Au / Heterostruktur Spaltkante. In der MBE am Arbeitskreis Bayreuther wurde 1 nm Fe und 6 nm Au als Oxidationsschutz aufgedampft. Die Diode hat einen Sperrwiderstand von 23 k $\Omega$ . Die Transmission lag bei maximal  $\frac{1.5 \text{ pA}}{30 \text{ nA}} = 5 \cdot 10^{-5}$ . Diese Probe konnte nicht im UHV-BEEM vermessen werden, da das Signal im Rauschen unterging. Zum Einsatz kam ein BEEM, das von Emanuel Heindl [101] aufgebaut und auf ein geringes Rauschen, minimal  $\pm 50$  fA, optimiert wurde.

In Abbildung 8.17 ist links das Topographie und rechts das Kollektorstrom Bild dargestellt. Die gewachsene Struktur ist wieder in den Helligkeitsunterschieden zu erkennen, die Wachstumsrichtung ist durch den Pfeil gekennzeichnet. Aufgrund der schlechteren Tunnelbedingungen an Luft leidet die Qualität der topographischen Aufnahmen.

Abbildung 8.18.(a,b) zeigt eine Detailaufnahme eines einzelnen GaAs–AlGaAs Streifenpaares. In Abbildung 8.18.(a) ist der polykristalline Aufbau der Goldabdeckung und die Erhöhung des AlGaAs Streifens deutlich zu erkennen. Diese Erhöhung ist somit unabhängig von der Art der Metallisierung. Abbildung 8.18.(b) zeigt das korrespondierende Bild des Kollektorstroms bei einer Tunnelspannung von  $V_T = 2.5$  V und einem Tunnelstrom von  $I_T = 30$  nA. Der erhöhte Kollektorstrom in den GaAs Streifen ist deutlich zu erkennen. Zusätzlich zu dieser Messung wurde entlang der eingezeichneten Linie, Startpunkt „x“,



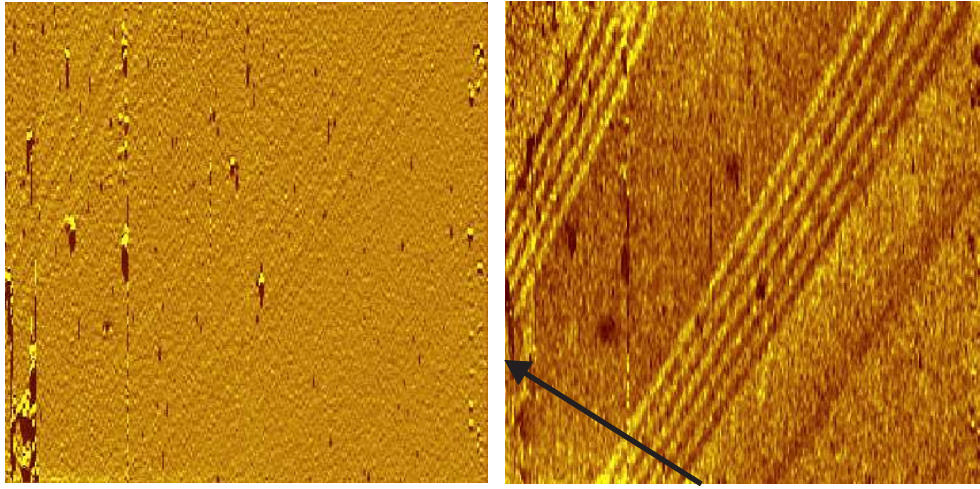


Abb. 8.17: BEEM Aufnahme der Au/Fe/GaAs–AlGaAs Spaltkante. Auf dem Topographie Bild (**links**) und dem Kollektorstrom Bild (**rechts**),  $V_T = 2.5\text{ V}$  und  $I_T = 25\text{ nA}$ , ist die gewachsene Struktur zu sehen. Die Kantenlänge ist  $2\text{ }\mu\text{m}$  und die Topographie weist Höhenunterschiede von etwa  $6\text{ nm}$  auf. Der maximale Kollektorstrom beträgt etwa  $1\text{ pA}$ . Die Farbskala geht jeweils von dunkel (Null) nach hell (maximaler Wert). Die Wachstumsrichtung ist durch den Pfeil gekennzeichnet. Es ist ebenfalls eine thermische Drift der Probe und/oder eine Drift des Piezo im Topographie und im Kollektorstrom Bild zu erkennen.

etwa alle  $6\text{ nm}$  eine lokale  $I_K(V_T)$ -Kennlinie aufgenommen.

Die Auswertung dieser Kennlinien ist in Abbildung 8.18.(c) dargestellt. Hier wurde die Schottkybarrierenhöhe als Funktion des Ortes dargestellt.

Aus dem Linescan 8.18.(c) erhält man für die lokalen Schottkybarrierenhöhen

Fe / AlGaAs(110)-Heterostruktur:  $\Phi_{SB,Fe/AlGaAs} = 1260 \pm 40\text{ meV}$

Fe / GaAs(110)-Heterostruktur:  $\Phi_{SB,Fe/GaAs} = 920 \pm 10\text{ meV}$ .

Die Schottkybarrierenhöhe für Fe / GaAs (Heterostruktur) ist hier um  $130\text{ meV}$  höher als die für die GaAs(110) Spaltkante.

Es gilt zu beachten, dass diese beiden Werte für die Schottkybarrierenhöhe nicht aus SBH-Maps ermittelt wurden. Es war aufgrund der schlechten Transmission nicht möglich an den Eisen Heterostruktur Dioden SBH-Map Messungen durchzuführen.

Eine exakte Angabe der Barrierenhöhe ist zudem schwierig, da aufgrund der Transmission das Signal-Rauschverhältnis gering war. Es kann auch nicht ausgeschlossen werden, dass Probleme mit dem ohmschen Kontakt am Halbleiter bestanden haben, dies führt zu einem offset in den Schottkybarrierenhöhen.

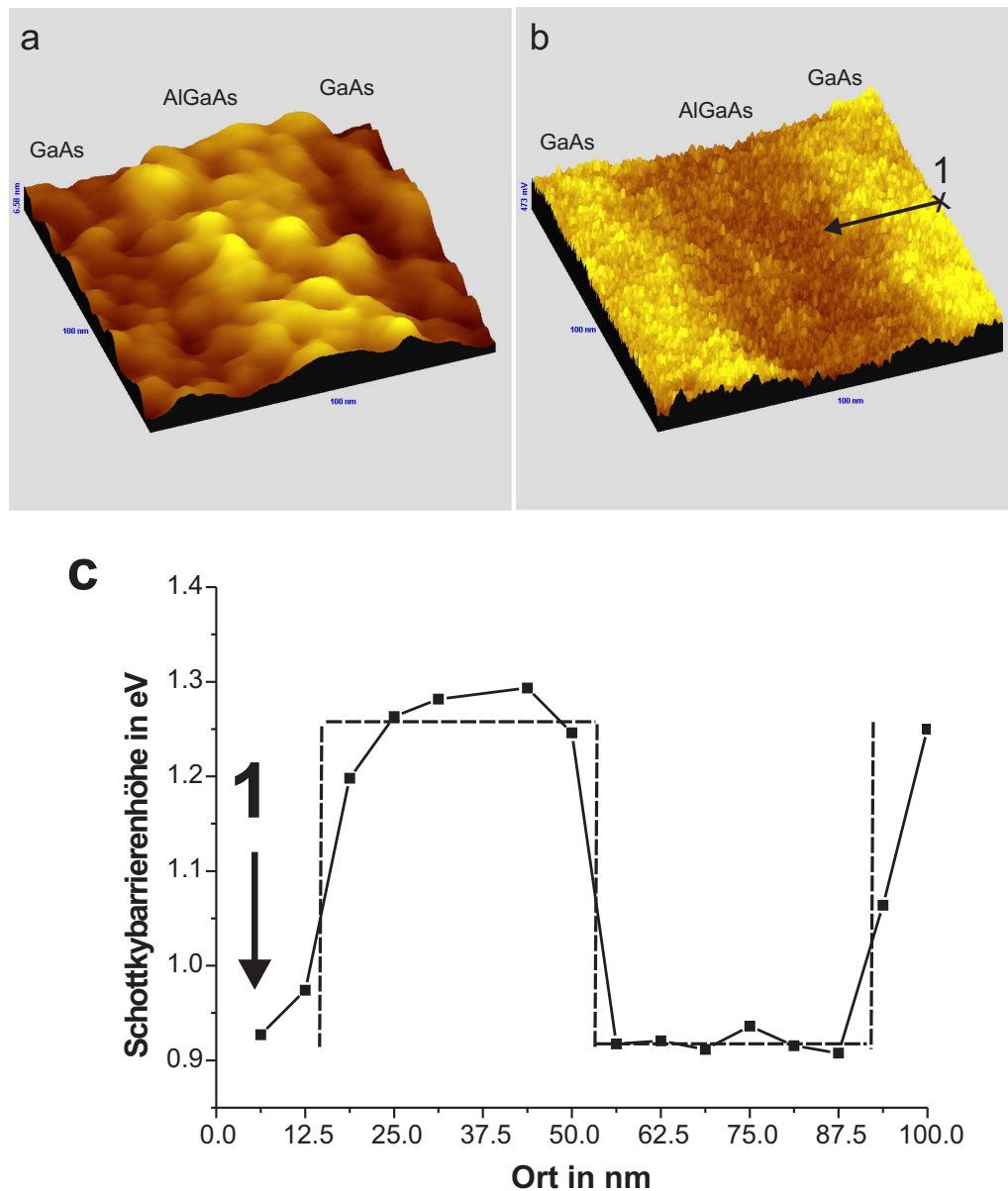


Abb. 8.18: Detailaufnahme eines GaAs–AlGaAs Streifenpaares.

**a:** STM Topographie, die Kantenlänge beträgt 100 nm und die Höhenunterschiede liegen bei 7 nm.

**b:** Kollektorstrom Bild bei einer Tunnelspannung  $V_T = 2,5$  V, einem Tunnelstrom  $I_T = 30$  nA, einer Kantenlänge von 100 nm und einem maximalen Kollektorstrom von 0.7 pA.

**c:** Verlauf der Schottkybarrierenhöhe, die  $I_K(V_T)$ –Kennlinien wurden entlang des in Bild **b** eingezeichneten Pfeils aufgenommen.



Die Ergebnisse aus 8.18.(c) liefern trotzdem interessante Informationen über den Potentialaufbau in diesen Heterostrukturen.

Innerhalb der Streifen stellt sich ein konstantes Potential ein, dies deutet auf einen konstanten unabhängigen Schottkykontakt hin. Die Potentialdifferenz zwischen den Streifen von ca. 300 meV gibt in guter Näherung die theoretisch erwartete Differenz der Schottkybarrierenhöhen von 250 meV wieder. Die Abweichung von etwa 50 meV kann dem geringem BEEM Signal zugeschrieben werden. Dieses lag im GaAs Gebiet bei maximal 0.7 pA und im Bereich des AlGaAs bei noch niedrigeren Werten.

Die Auflösung des BEEMs lag hier bei kleiner 10 nm, vgl. Abschnitt 5. Der Abstand zwischen zwei  $I_K(V_T)$ -Kennlinien betrug 6 nm. Es ist ein relativ scharfer Potentialübergang zwischen den Streifen von etwa 10 nm zu erkennen.

Nach Ohno [169] liegt die Spinrelaxationszeit in AlGaAs/GaAs(110) Quantenwells (QW) bei Raumtemperatur im Bereich von Nanosekunden. Ohno wuchs GaAs QWs, die von AlGaAs Barrieren begrenzt wurden. Es stellte sich die Frage, ob sich eine einheitliche Schottkybarriere über die GaAs und AlGaAs Bereiche ausbildet.

Die in dieser Arbeit durchgeführten BEEM Messungen an Heterostrukturen konnten zeigen, dass sich zwischen GaAs und AlGaAs eine Potentialbarriere ausbildet.

## 9 Zusammenfassung

Diese Arbeit wurde in das Teilprojekt B1 des DFG-Förderprojekts FOG 370, Ferromagnet-Halbleiter-Nanostrukturen: Transport, elektrische und magnetische Eigenschaften, eingebunden. Ziel des Projekts ist die Realisierung des spinpolarisierten Transports über Ferromagnet III-V-Halbleiter Grenzflächen. Dazu ist es notwendig die Faktoren zu kennen, welche die Effizienz des Spintransports beeinflussen.

Die lokale Beschaffenheit der Metall-Halbleitergrenzfläche kann mit Hilfe der Ballistischen Elektronen Emissions Mikroskopie (BEEM) untersucht werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein bestehendes UHV-STM zum BEEM erweitert. Es wurden Au / GaAs<sub>67</sub>P<sub>33</sub>(100) Testdioden hergestellt und vermessen. Die ermittelte Schottkybarrierenhöhe stimmt mit den Ergebnissen früherer BEEM-Messungen überein [111].

Bei dem UHV-Aufbau konnte aus technischen Gründen die Verkabelung nicht optimiert werden, und so war es nicht möglich das Rauschen unter 0.3 pA zu minimieren. Für ein verwendbares Signal / Rauschverhältnis war es notwendig eine optimale Ferromagnet Schichtdicke zu bestimmen. Es wurde eine Schichtdicke von 1 nm gewählt, um eine vollständige Bedeckung und ein ausreichendes BEEM-Signal zu erreichen.

In der Literatur wird zur Auswertung der  $I_K(V_T)$ -Kennlinien meistens die Näherung nach Bell und Kaiser  $I_K(V_T) \sim (eV_T - \Phi_{SB})^2$  [4, 5] oder die nach Ludeke und Prietsch  $I_K \sim (eV_T - \Phi_{SB})^{5/2}$  [97] verwendet. In beiden Fällen ist es möglich durch eine einfache lineare Regression die Schottkybarrierenhöhe aus der  $I_K(V_T)$ -Kennlinie zu berechnen.

Dies war aufgrund des geringen Signal / Rauschverhältnisses nicht möglich. Somit war es notwendig zur Auswertung der Messdaten ein Fitprogramm zu erstellen, welches den theoretischen Verlauf des Kollektorstroms nach Bell und Kaiser an die gemessenen lokalen  $I_K(V_T)$ -Kennlinien anpasst. Fitparameter sind hierbei die Schottkybarrierenhöhe  $\Phi_{SB}$  und die Transmission  $R$ .

In Tabelle 9.1 sind die Ergebnisse der vermessenen Testdioden zusammengestellt. Tabelle 9.2 zeigt die ermittelten Schottkybarrierenhöhen der Ferromagnet / GaAs(110) Dioden. Die mittlere lokale Schottkybarrierenhöhe  $\Phi_{SB}$  wurde aus den  $I_K(V_T)$ -Kennlinien der BEEM-Messungen mit Hilfe des Fitprogrammes ermittelt. Die resultierende  $\Phi_{res}$  wurde anhand des

verallgemeinerten Parallel-Leitungsmodells aus der Verteilung der lokalen Schottkybarrierenhöhen berechnet. Die integrale Schottkybarrierenhöhe  $\Phi_{SB,int}$  wurde aus den integralen Strom-Spannungskennlinien mit Hilfe des Nordeplots bestimmt.

	$\Phi_{SB}$ in meV	$\Phi_{res}$ in meV	$\Phi_{SB,int}$ in meV
Au / GaAs <sub>67</sub> P <sub>33</sub> (100)	$1130 \pm 30$	—	$1150 \pm 30$
Fe / GaAs(100)	$850 \pm 40$	—	$830 \pm 10$
Au / GaAs(110)	$1040 \pm 30$	970	$950 \pm 20$

Tab. 9.1: Schottkybarrierenhöhen der Testdioden:

$\Phi_{SB}$ : mittlere lokale – aus BEEM Messungen,

$\Phi_{res}$ : resultierende – verallgemeinertes Parallel-Leitungsmodell

$\Phi_{SB,int}$ : integrale – aus integralen I(V)–Kennlinien

	$\Phi_{SB}$ in meV	$\Phi_{res}$ in meV	$\Phi_{SB,int}$ in meV
Fe / GaAs(110)	$790 \pm 90$	710	$710 \pm 20$
Fe <sub>50</sub> Co <sub>50</sub> / GaAs(110)	$760 \pm 60$	700	$730 \pm 30$
Co / GaAs(110)	$890 \pm 40$	830	$820 \pm 20$

Tab. 9.2: Schottkybarrierenhöhen der Ferromagnet / GaAs(110) Dioden:

$\Phi_{SB}$ : mittlere lokale – aus BEEM Messungen,

$\Phi_{res}$ : resultierende – verallgemeinertes Parallel-Leitungsmodell

$\Phi_{SB,int}$ : integrale – aus integralen I(V)–Kennlinien

Der Unterschied zwischen den Schottkybarrierenhöhen von Gold und Kobalt wurde in früheren Messungen [111, 154] zu  $150 \pm 20$  meV bestimmt. Diese Differenz konnte für Au / GaAs(110) und Co / GaAs(110) bestätigt werden.

Die Schottkybarrieren von Fe, Fe<sub>50</sub>Co<sub>50</sub> und Co auf GaAs(110) wurden erstmals lokal charakterisiert.

Es zeigt sich eine Abnahme der Variation der lokalen Schottkybarrierenhöhe von  $\Delta\Phi_{SB} = 90$  meV für Eisen über  $\Delta\Phi_{SB} = 60$  meV für die Eisen Kobalt Legierung zu  $\Delta\Phi_{SB} = 40$  meV für Kobalt. Als Ursache wurden die bei der Metallisierung mit Eisen entstehenden Eisen Gallium Verbindungen vorgeschlagen.

Die Erwartung, dass elektronegativere Metalle eine höhere Schottkybarriere aufweisen konnte bestätigt werden. Die Elektronegativität nimmt von Gold über Kobalt zu Eisen ab, vgl. Abschnitt 4. Dies korreliert mit den ermittelten Schottkybarrierenhöhen, vgl. Tabelle 9.1 und 9.2.

Aus der nanoskopischen Verteilung konnte mit Hilfe des verallgemeinerten Parallel-Leitungsmodells eine resultierende Schottkybarrierenhöhe berechnet werden. Der Vergleich dieser mit der integral bestimmten Barrierenhöhe zeigt eine gute Übereinstimmung innerhalb der Fehlergrenzen. Da die resultierende Barrierenhöhe niedriger als die mittlere lokale ist, ist der Stromtransport bei integralen Messungen stark durch die Gebiete niedriger Schottkybarrierenhöhe bestimmt.

Bei den hier mit Hilfe der MBE hergestellten und untersuchten Metall GaAs(110) und GaAs(100) Grenzflächen konnten keine „Hotspots“, Bereiche niedriger Schottkybarrierenhöhe, beobachtet werden. Spininjektion sollte an diesen Systemen möglich sein.

Der zweite Teil dieser Arbeit befasst sich mit der Charakterisierung von gewachsenen GaAs / AlGaAs Heterostrukturen mittels BEEM. Dabei war die Bestimmung des energetischen Leitungsbandabstands von GaAs und AlGaAs und die laterale Ausdehnung der Übergangszone zwischen GaAs und AlGaAs von Interesse.

Aus den BEEM Messungen wurden die lokalen Schottkybarrierenhöhen für Au / AlGaAs zu  $\Phi_{SB,AlGaAs} = (1100 \pm 60) \text{ meV}$  und für Au / GaAs zu  $\Phi_{SB,GaAs} = (860 \pm 80) \text{ meV}$  bestimmt.

Die Abweichung zur Schottkybarrierenhöhe von Au / GaAs(110), vgl. oben, konnte durch die höhere Dotierung erklärt werden. Der ermittelte Leitungsbandabstand von  $\Delta E_G = 240 \text{ meV}$  bestätigt den von O'Shea [133] bestimmten Abstand von 250 meV.

Die gewachsene Heterostruktur ist in den Topographie und den Kollektorstrom Bildern sichtbar. Der Höhenunterschied in der Topographie kann durch leichte Verspannungen zwischen GaAs und AlGaAs oder/und durch unterschiedliche Wachstumsbedingungen für Gold und Eisen auf AlGaAs und GaAs erklärt werden. Der Kontrastunterschied im Kollektorstrom wird durch die unterschiedlichen Schottkybarrierenhöhen verursacht.

Bei einer mit Eisen überwachsenen GaAs / AlGaAs Heterostruktur wurden quer zu den gewachsenen 50 nm breiten Streifen  $I_K(V_T)$ -Kennlinien aufgenommen. Die mit Hilfe des Fitprogrammes erhaltenen Schottkybarrierenhöhen stimmen mit der gewachsenen Struktur überein. Für die Spininjektion in GaAs QWs, bei AlGaAs/GaAs Heterostrukturen, ist wichtig, dass sich keine einheitliche Schottkybarriere über die GaAs und AlGaAs Bereiche ausbildet. Die BEEM Messungen zeigen, dass die GaAs QWs durch AlGaAs Barrieren begrenzt werden. Die Übergangszone zwischen AlGaAs und GaAs konnte auf 10 nm abgeschätzt werden.

# Danksagung

An erster Stelle bedanke ich mich bei dir Johann für die Betreuung während meiner Promotion. Deine Anregungen und die wissenschaftlichen Diskussionen haben zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen.

Christian, danke für die Betreuung, deine Unterstützung, deine Diskussionsbereitschaft und dein Vertrauen in mich.

Ich möchte mich bei Martin Dumm fürs Anlernen an der MBE und bei Herbert Graf für die Einweisung in die Handhabung des UHV-STMs bedanken.

Bei meinen Zimmerkollegen Roland und Thomas und bei meinem Laborkollegen Manu möchte ich mich für die physikalischen und nicht physikalischen Diskussionen bedanken. Danke Thomas für die Statistiken zum Getränkeverbrauch. Dies hat mir als Getränkewart die Überlegungen zur Getränkebestellerei abgenommen.

Dieter Schierl, Tobias Stöckl und dem Friedel möchte ich für die Hilfe bei allen möglichen Problemen, z.B. wie gehts schneller mit dem Werkstattauftrag, danken.

Bei Dieter Schuh und Christian Gerl möchte ich mich für die gewachsenen Heterostrukturen und bei Thomas Herrle für die Hilfe bei der Benutzung des Diamantritzers bedanken.

Beim gesamten Lehrstuhl Back bedanke ich mich für das absolut angenehme Arbeitsklima!

Besonderer Dank gilt nicht zuletzt meiner Familie und meinem Mann Thorsten für die Unterstützung während meines gesamten Studiums.

# Literaturverzeichnis

- [1] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach and W. Zinn. *Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange*. Phys. Rev. B, **30**(7), 4828 (1989).
- [2] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich and J. Chazelas. *Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices*. Phys. Rev. Lett., **61**(21), 2472 (1988).
- [3] V. P. LaBella, D. W. Bullock, Z. Ding, C. Emery, A. Venkatesana, W. F. Oliver, G. J. Salamo, P. M. Thibado and M. Mortazavi. *Spatially Resolved Spin-Injection Probability for Gallium Arsenide*. Science, **292**(5521), 1518 (2001).
- [4] W. J. Kaiser and L. D. Bell. *Direct Investigation of Subsurface Interface Electronic Structure by Ballistic-Electron-Emission Microscopy*. Phys. Rev. Lett., **60**(14), 1406 (1988).
- [5] L. D. Bell and W. J. Kaiser. *Observation of Interface Band Structure by Ballistic-Electron-Emission Microscopy*. Phys. Rev. Lett., **61**(20), 2368 (1988).
- [6] M. Zöfl. *Eisen auf Gallium-Arsenid: Epitaxie, Magnetismus und Transport*. Dissertation, Universität Regensburg (2001).
- [7] R. Höllinger, M. Zöfl, R. Moosbühler and G. Bayreuther. *In-plane spin reorientation transitions in epitaxial Fe(110)/GaAs(110) films*. J. Appl. Phys., **89**(11), 7136 (2001).
- [8] W. Schottky. *Halbleitertheorie der Sperrschicht*. Naturwissenschaften, **26**, 843 (1938).
- [9] N. F. Mott. *Note on the contact between a metal and an insulator or semi-conductor*. Proc. Camb. Soc., **34**, 568 (1938).
- [10] J. Bardeen. *Surface States and Rectification at a Metal Semi-Conductor Contact*. Phys. Rev., **71**(10), 717 (1947).

- [11] V. Heine. *Theory of Surface States*. Phys. Rev., **138**(6A), A1689 (1965).
- [12] W. E. Spicer, P. W. Chye, P. Skeath, C. Y. Su and I. Lindau. *New and unified model for Schottky barrier and III-V insulator interface states formation*. J. Vac. Sci. Technol., **16**(5), 1422 (1979).
- [13] W. E. Spicer, I. Lindau, P. Skeath and C. Y. Su. *Unified defect model and beyond*. J. Vac. Sci. Technol., **17**(5), 1019 (1980).
- [14] W. E. Spicer, Z. Lilienthal-Weber, E. R. Weber, N. Newman, T. Kendelewicz, R. Cao, C. McCants, K. Miyano, P. Mahowald and I. Lindau. *The advanced unified defect model for schottky barrier formation*. J. Vac. Sci. Tech. B, **6**(4), 1245 (1988).
- [15] F. Braun. *Über die Stromleitung durch Schwefelmetalle*. Pogg. Ann., **153**(9), 556 (1874).
- [16] E. H. Rhoderick and R. H. Williams. *Metal-Semiconductor-Contacts*. Clarendon Press, Oxford (1988).
- [17] S. M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices, 2. Ausgabe*. Wiley, New York (1981).
- [18] L. J. Brillson. *Structure and properties of metal-semiconductor interfaces*. Surf. Sci. Rep., **2**, 123 (1982).
- [19] W. Mönch. *On the Present Understanding of Schottky Contacts*. Festkörperprobleme XXVI, Editor P. Grosse, **26**, 67 (Vieweg, Braunschweig, 1986).
- [20] C. B. Duke, C. Mailhot, A. Paton, D. J. Chadi and A. Kahn. *Summary Abstract: Atomic geometries of the (110) surfaces of III-V compound semiconductors: Determination by total-energy minimization and elastic low-energy electron diffraction*. J. Vac. Sci. Tech. B, **5**(4), 1087 (1985).
- [21] J. R. Chelikowsky and M. L. Cohen. *Self-consistent pseudopotential calculation for the relaxed (110) surface of GaAs*. Phys. Rev. B, **20**(10), 4150 (1979).
- [22] D. J. Chadi. *(110) surface atomic structures of covalent and ionic semiconductors*. Phys. Rev. B, **19**(4), 2074 (1979).
- [23] A. M. Cowley and S. M. Sze. *Surface States and Barrier Height of Metal-Semiconductor Systems*. J. Appl. Phys., **36**(10), 3212 (1965).
- [24] I. P. Batra and S. Ciraci. *Metallization and Schottky-barrier formation*. Phys. Rev. B, **33**(6), 4312 (1986).

- [25] C. B. Duke and C. Mailhot. *A microscopic model of metal-semiconductor contacts*. J. Vac. Sci. Tech. B, **3**(4), 1170 (1985).
- [26] J. M. Woodall and J. L. Freeouf. *Summary Abstract: Are they really Schottky barriers after all?* J. Vac. Sci. Technol., **21**(2), 574 (1982).
- [27] W. Shockley. *On the Surfaces States Associated with a Periodic Potential*. Phys. Rev., **56**(4), 317 (1939).
- [28] I. E. Tamm. *On the possible bound states of electrons on a crystal surface*. Phys. Z. Sowjet, **1**, 733 (1932).
- [29] W. Mönch. *Adsorbate-induced surface states and Fermi-level pinning at semiconductor surfaces*. J. Vac. Sci. Tech. B, **7**(5), 1216 (1989).
- [30] P. N. First, J. A. Stroscio, R. A. Dragoset, D. T. Pierce and R. J. Celotta. *Metallicity and Gap States in tunneling to Fe Clusters on GaAs(110)*. Phys. Rev. Lett., **63**(13), 1416 (1989).
- [31] R. M. Feenstra. *Electronic states of metal atoms on the GaAs(110) surface studied by scanning tunneling microscopy*. Phys. Rev. Lett., **63**(13), 1412 (1989).
- [32] R. M. Feenstra and J. A. Stroscio. *Tunneling spectroscopy on the GaAs(110) surface*. J. Vac. Sci. Tech. B, **5**(4), 923 (1987).
- [33] J. Tersoff. *Schottky Barrier Heights and the Continuum of Gap States*. Phys. Rev. Lett., **52**(6), 465 (1984).
- [34] S. G. Louie and M. L. Cohen. *Electronic structure of a metal-semiconductor interface*. Phys. Rev. B, **13**(6), 2461 (1976).
- [35] S. G. Louie, J. R. Chelikowsky and M. L. Cohen. *Ionicity and the theory of Schottky barriers*. Phys. Rev. B, **15**(4), 2154 (1977).
- [36] A. A. Talin, D. A. A. Ohlberg, R. S. Williams, P. Sullivan, I. Koutselas, B. Williams and K. L. Kavanagh. *Time dependent ballistic electron emission microscopy studies of a Au/(110)GaAs interface with a native oxid diffus ion barrier*. Appl. Phys. Lett., **62**(23), 2965 (1993).
- [37] M. S. Daw and D. L. Smith. *Energie levels of semiconductor surfaces vacancies*. J. Vac. Sci. Technol., **17**(5), 1028 (1980).
- [38] R. E. Allen and J. D. Dow. *Role of surface antisite defects in the formation of Schottky barriers*. Phys. Rev. B, **25**, 1423 (1982).



- [39] K. Stiles, A. Kahn, D. Kilday and G. Margaritondo. *Metal-induced gap states at the Ag and Au/GaAs interface*. J. Vac. Sci. Tech. A, **6**(3), 1511 (1988).
- [40] K. Stiles and A. Kahn. *Correlation between  $E_F$  Pinning and Development of Metallic Charakter in Ag Overlayers on GaAs(110)*. Phys. Rev. Lett., **60**(5), 440 (1988).
- [41] W. Mönch. *Role of Virtual Gap States and Defects in Metal-Semiconductor Contacts*. Phys. Rev. Lett., **58**(12), 1260 (1987).
- [42] V. Narayanamurti and M. Kozhevnikov. *BEEM imaging and spectroscopy of buried structures in semiconductors*. Phys. Rep., **349**, 447 (2001).
- [43] H. Norde. *A modified forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance*. J. Appl. Phys., **50**(7), 5052 (1979).
- [44] K. Sato and Y. Yasumura. *Study of forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance*. J. Appl. Phys., **58**(9), 3655 (1985).
- [45] R. T. Tung. *Electron transport at metal-semiconductor interfaces: General theory*. Phys. Rev. B, **45**(23), 13509 (1992).
- [46] R. T. Tung. *Schottky-barrier formation at single-crystal metal-semiconductor interfaces*. Phys. Rev. Lett., **52**(6), 461 (1984).
- [47] R. J. Hauenstein, T. E. Schlesinger, T. C. McGill, B. D. Hunt and L. Schowalter. *Schottky barrier height measurements of epitaxial  $NiSi_2$  on Si*. Appl. Phys. Lett., **47**(8), 853 (1985).
- [48] D. R. Heslinga, H. H. Weiterling, D. P. van der Werft, T. M. Klapwijk and T. Hibma. *Atomic-structure-dependent Schottky barrier at epitaxial Pb/Si(111) interfaces*. Phys. Rev. Lett., **64**(13), 1589 (1990).
- [49] R. T. Tung, A. F. J. Levi, J. P. Sullivan and F. Schrey. *Schottky-barrier inhomogeneity at epitaxial  $NiSi_2$  interfaces on Si(100)*. Phys. Rev. Lett., **66**(1), 72 (1991).
- [50] J. H. Werner and H. H. Güttler. *Barrier inhomogeneities at Schottky contacts*. J. Appl. Phys., **69**(3), 1522 (1991).
- [51] G. P. Das, P. Blöchl, O. K. Andersen, N. E. Christensen and O. Gunnarsson. *Electronic structure and Schottky-barrier heights of (111)  $NiSi_2$ /Si A- and B-type interfaces*. Phys. Rev. Lett., **63**(11), 1168 (1989).
- [52] H. Fujitani and S. Asano. *Schottky barriers at  $NiSi_2$ /Si(111) interfaces*. Phys. Rev. B, **42**(3), 1696 (1990).

- [53] R. T. Tung. *Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers*. Appl. Phys. Lett., **58**(24), 2821 (1991).
- [54] I. Ohdomari and H. Aochi. *Size effect of parallel silicide contact*. Phys. Rev. B, **35**(2), 682 (1987).
- [55] A. A. Talin, R. S. Williams, B. A. Morgan, K. M. Ring and K. L. Kavanagh. *Nanometer-resolved spatial variations in the Schottky barrier height of a Au/n-type GaAs diode*. Phys. Rev. B, **49**(23), 16474 (1994).
- [56] J. P. Sullivan, R. T. Tung, M. R. Pinto and W. R. Graham. *Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers: A numerical study*. J. Appl. Phys., **70**(12), 7403 (1991).
- [57] R. F. Schmitsdorf, T. U. Kampen and W. Mönch. *Explanation of the linear correlation between barrier heights and ideality factors of real metal-semiconductor contacts by laterally nonuniform Schottky barriers*. J. Vac. Sci. Tech. B, **15**(4), 1221 (1997).
- [58] T. U. Kampen and W. Mönch. *Lead contacts on Si(111):H-1×1 surfaces*. Surf. Sci., **331-333**(1), 490 (1995).
- [59] R. F. Schmitsdorf, T. U. Kampen and W. Mönch. *Correlation between barrier height and interface structure of Ag/Si(111) Schottky diodes*. Surf. Sci., **324**(2-3), 249 (1995).
- [60] S. Chand and J. Kumar. *Current transport in Pd<sub>2</sub>Si/n-Si(100) Schottky barrier diodes at low temperatures*. Appl. Phys. A, **63**(2), 171 (1996).
- [61] M. Nathan, Z. Shoshani, G. Ashkinazi, B. Meyler and O. Zolotarevski. *On the temperature dependence of the barrier height and the ideality factor in high voltage Ni—nGaAs schottky diodes*. Solid-State Electron., **39**(10), 1457 (1996).
- [62] M. W. Ruckman, J. J. Joyce and J. H. Weaver. *Interdiffusion and reaction at the Fe/GaAs(110) interface*. Phys. Rev. B, **33**(10), 7029 (1986).
- [63] G. A. Prinz and J. J. Krebs. *Molecular beam epitaxial growth of single-crystal Fe films on GaAs*. Appl. Phys. Lett., **39**(5), 397 (1981).
- [64] M. Brockmann. *Epitaxie und magnetische in-plane-Anisotropie dünner Fe(001)-Schichten auf Au(001) und GaAs(001)*. Dissertation, Universität Regensburg (2000).
- [65] R. Moosbühler. *GaAs(001)-Oberflächen-Rekonstruktion und epitaktische Fe-Schichten auf GaAs(001): Wachstum und magnetische Anisotropie*. Dissertation, Universität Regensburg (2003).

- [66] L. J. Brillson. *Interface chemical reaction and diffusion of thin metal films on semiconductors*. Thin Solid Films, **89**(4), 461 (1982).
- [67] J. F. McGilp. *On predicting the chemical reactivity of metal-semiconductor interfaces*. J. Phys. C: Solid-St. Phys., **17**(12), 2249 (1984).
- [68] J. H. Pugh and R. S. Williams. *Entropy-driven loss of gas phase group V species from gold/III-V compound semiconductor systems*. J. Mat. Res., **1**(2), 343 (1986).
- [69] A. Zunger. *Al on GaAs(110) interface: Possibility of adatom cluster formation*. Phys. Rev. B, **23**(8), 4372 (1981).
- [70] J. Ihm and J. D. Joannopoulos. *Structural Energies of Al Deposited on the GaAs(110) Surface*. Phys. Rev. Lett., **47**(9), 679 (1981).
- [71] J. Ihm and J. D. Joannopoulos. *First-principles determination of the structure of the Al/GaAs(110) surface*. J. Vac. Sci. Technol., **21**(2), 340 (1982).
- [72] W. E. Spicer, I. Lindau, P. R. Skeath, C. Y. Su and P. W. Chye. *Unified mechanism for Schottky-barrier formation and III-V oxide interface states*. Phys. Rev. Lett., **44**(6), 420 (1980).
- [73] R. Ludeke. *The effects of microstructure on interface characterization*. Surf. Sci., **168**(1-3), 290 (1986).
- [74] J. Y.-F. Tang and J. L. Freeouf. *Nonuniform surface potentials and their observation by surface sensitive techniques*. J. Vac. Sci. Tech. B, **2**(3), 459 (1984).
- [75] R. Ludeke, T. C. Chiang and T. Miller. *Schottky barrier formation of Ag on GaAs(110)*. J. Vac. Sci. Tech. B, **1**(3), 581 (1983).
- [76] N. Newman, W. E. Spicer, T. Kendelwicz and I. Lindau. *On the Fermi level pinning behavior of metal/III-V semiconductor interfaces*. J. Vac. Sci. Tech. B, **4**(4), 931 (1986).
- [77] W. G. Spitzer and C. A. Mead. *Barrier Height Studies on Metal-Semiconductor Systems*. J. Appl. Phys., **34**(10), 3061 (1963).
- [78] N. Newman, T. Kendelewicz, L. Bowman and W. E. Spicer. *Electrical study of Schottky barrier heights on atomically clean and air-exposed n-InP(110) surfaces*. Appl. Phys. Lett., **46**(12), 1176 (1985).
- [79] N. Newman, M. van Schilfgaarde, T. Kendelwicz, M. D. Williams and W. E. Spicer. *Electrical study of Schottky barriers on atomically clean GaAs(110) surfaces*. Phys. Rev. B, **33**(2), 1146 (1986).

- [80] A. Ismail, J. M. Palau and L. Lassabatere. *Metal/InP interface and Schottky diode formation*. Rev. Phys. Appl., **19**(3), 205 (1984).
- [81] J. R. Waldrop. *Electrical properties of ideal metal contacts to GaAs: Schottky barrier height*. J. Vac. Sci. Tech. B, **2**(3), 445 (1984).
- [82] C. Barret and J. Massies. *On the dependence of Schottky barrier height and interface states upon initial semiconductor surface parameters in GaAs {001}/Al junctions*. J. Vac. Sci. Tech. B, **1**(3), 819 (1983).
- [83] M. Missous, E. H. Rhoderick and K. E. Singer. *The effects of vacuum conditions on epitaxial Al/GaAs contacts formed by molecular-beam epitaxy*. Appl. Phys. Lett., **60**(7), 2439 (1986).
- [84] M. Missous, E. H. Rhoderick and K. E. Singer. *Thermal stability of epitaxial Al/GaAs Schottky barriers prepared by molecular-beam epitaxy*. Appl. Phys. Lett., **59**(9), 3189 (1986).
- [85] G. Y. Robinson. *In Physics and chemistry of III-V compound semiconductor interfaces (ed. C. W. Wilmsen) Chap. 2*. Plenum Press, New York (1985).
- [86] T. Kendelewicz, N. Newman, R. S. List, I. Lindau and W. E. Spicer. *Schottky barriers on atomically clean n-InP (110)*. J. Vac. Sci. Tech. B, **3**(4), 2106 (1985).
- [87] V. Montgomery and R. H. Williams. *The adsorption of water on InP and its influence on Schottky barrier formation*. J. Phys. C: Solid-St. Phys., **15**(28), 5887 (1982).
- [88] B. L. Smith. Ph.D Thesis, Manchester University (1969).
- [89] S. P. Kowalczyk, J. R. Waldrop and R. W. Grant. *Interfacial chemical reactivity of metal contacts with thin native oxides of GaAs*. J. Vac. Sci. Technol., **19**(3), 611 (1981).
- [90] A. F. Holleman, E. Wiberg and N. Wiberg. *Lehrbuch der Anorganischen Chemie, 101. Auflage*. de Gruyter, Berlin New York (1995).
- [91] A. B. McLean and R. H. Williams. *Schottky contacts to cleaved GaAs (110) surfaces: I. Electrical properties and microscopic theories*. J. Phys. C: Solid State Phys., **21**(4), 783 (1988).
- [92] J. R. Waldrop. *Schottky-barrier height of ideal metal contacts to GaAs*. Appl. Phys. Lett., **44**(10), 1002 (1984).
- [93] J. R. Waldrop. *Direct variation of metal-GaAs Schottky barrier height by the influence of interface S, Se, and Te*. Appl. Phys. Lett., **47**(12), 1301 (1985).

- [94] L. D. Bell, W. J. Kaiser, M. H. Hecht and L. C. Davis. *in Scanning Tunneling Microscopy, edited by J. A. Stroscio and W. J. Kaiser*. Academic, San Diego (1993).
- [95] F. Schwabl. *Quantenmechanik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York (1998).
- [96] J. G. Simmons. *Generalized Formula for the Electric Tunnel Effect between Similar Electrodes Separated by a Thin Insulating Film*. J. Appl. Phys., **34**(6), 1793 (1963).
- [97] M. Prietsch. *Ballistic-electron emission microscopy (BEEM): studies of metal/semiconductor interfaces with nanometer resolution*. Phys. Rep., **253**, 163 (1995).
- [98] Landolt-Börnstein. *New Series III/17a and III/22a*. Springer Verlag Berlin (1987).
- [99] J. R. Chelikowsky and M. L. Cohen. *Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors*. Phys. Rev. B, **14**(2), 556 (1976).
- [100] A. E. Fowell, R. H. Williams, B. E. Richardson, A. A. Cafolla and D. I. Westwood. *Ballistic electron emission microscopy studies of Au-CdTe and Au-GaAs interfaces and band structure*. J. Vac. Sci. Tech. B, **9**(2), 581 (1991).
- [101] E. Heindl. *Ortsaufgelöste magnetische Charakterisierung von Tunneltransistoren mit Ballistischen Elektronen Magneto Mikroskopie (BEMM)*. Diplomarbeit, Universität Regensburg (2006).
- [102] L. D. Bell, W. J. Kaiser, M. H. Hecht and L. C. Davis. *New electron and hole spectroscopies based on ballistic electron emission microscopy*. J. Vac. Sci. Tech. B, **9**(2), 594 (1991).
- [103] J. Vancea. *Freie Elektronen in Metallschichten*. Dissertation (Universität Regensburg (1982)).
- [104] C. R. Crowell and S. M. Sze. *in Physics of Thin Films, eds. G. Hass and R. F. Thun, p. 325ff.* Academic Press, New York (1967).
- [105] J. J. Quinn. *Range of Exited Electons in Metals*. Phys. Rev., **126**(4), 1453 (1962).
- [106] R. Ludeke, M. Prietsch and A. Samsavar. *Ballistic electron emission spectroscopy of metals on GaP(110)*. J. Vac. Sci. Tech. B, **9**(4), 2342 (1991).
- [107] T. Hagler. *Der magnetische Tunneltransistor mit epitaktischer Schottkybarriere*. Dissertation, Universität Regensburg (2005).
- [108] L. D. Bell. *Evidence of Momentum Conservation at a Nonepitaxial Metal/Semiconductor Interface Using Ballistic Electron Emission Microscopy*. Phys. Rev. Lett., **77**(18), 3893 (1996).

- [109] R. Menzel. *Metal-Semiconductor-Contacts*. Diplomarbeit (Universität Regensburg (1993)).
- [110] G. S. Schönhense and H. C. Siegmann. *Transmission of electrons through ferromagnetic material and applications to detection of electron spin polarization*. Ann. Phys., **2**(5), 465 (1993).
- [111] A. Olbrich, J. Vancea, F. Kreupl and H. Hoffmann. *The origin of the integral barrier height in inhomogeneous Au/Co/GaAs<sub>67</sub>P<sub>33</sub>-Schottky contacts: A ballistic electron emission microscopy study*. J. Appl. Phys., **83**(1), 358 (1998).
- [112] M. Murakami. *Development of refractory ohmic contact materials for gallium arsenide compound semiconductors*. Sci. Techn. Adv. Mat., **3**, 1 (2002).
- [113] I. N. Bronstein and K. A. Semendjajew. *Taschenbuch der Mathematik*. B. G. Teubner Verlagsgesellschaft Suttgart Leipzig (1991).
- [114] NAG C Library Manual, Mark 7.  
<http://www.nag.co.uk/numeric/CL/CLdocumentation.asp>.
- [115] A. Fernandez, H. D. Hallen, T. Huang, R. A. Buhrman and J. Silcox. *Ballistic electron studies and modification of the Au/Si interface*. Appl. Phys. Lett., **57**(26), 2826 (1990).
- [116] M. Kozhevnikov, V. Narayanamurti, C. Zheng, Y.-J. Chiu and D. L. Smith. *Effect of Electron Scattering on Second Derivative Ballistic Electron Emission Spectroscopy in Au/GaAs/AlGaAs Heterostructures*. Phys. Rev. Lett., **82**(18), 3677 (1999).
- [117] P. Niedermann, L. Quattropani, K. Solt, A. D. Kent and O. Fischer. *Ballistic electron emission microscopy study of PtSi-n-Si(100) Schottky diodes*. J. Vac. Sci. Tech. B, **10**(2), 580 (1992).
- [118] A. Bauer, M. T. Cuberes, M. Prietsch and G. Kaindl. *Quantitative Study of Electron Transport in Ballistic-Electron-Emission Microscopy*. Phys. Rev. Lett., **71**(1), 149 (1993).
- [119] H. Sirringhaus, E. Y. Lee and H. von Känel. *Surface effects in ballistic-electron-emission microscopy*. Surf. Sci., **331-333**(2), 1277 (1995).
- [120] R. H. Williams. *Ballistic electron emission microscopy of metal/semiconductor interfaces and heterojunctions*. Appl. Surf. Sci., **70-71**(1), 386 (1993).
- [121] L. D. Bell, S. J. Manion, M. H. Hecht, W. J. Kaiser, R. W. Fathaue and A. M. Milliken. *Characterizing hot-carrier transport in silicon heterostructures with the use of ballistic-electron-emission microscopy*. Phys. Rev. B, **48**(8), 5712 (1993).

- [122] L. D. Bell, A. M. Milliken, S. J. Manion, W. J. Kaiser, R. W. Fathauer and W. T. Pike. *Ballistic-electron-emission microscopy of strained Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> layers*. Phys. Rev. B, **50**(11), 8082 (1994).
- [123] J. J. O'Shea, C. M. Reaves, S. P. Denbaars, M. A. Chin and V. Narayanamurti. *Conduction band offsets in ordered-GaInP/GaAs heterostructures studied by ballistic-electron-emission microscopy*. Appl. Phys. Lett., **69**(20), 3022 (1996).
- [124] M. Kozhevnikov, V. Narayanamurti, A. Mascarenhas, Y. Zhang, J. M. Olson and D. L. Smith. *Ordering-induced band structure effects in GaInP<sub>2</sub> studied by ballistic electron emission microscopy*. Appl. Phys. Lett., **75**(8), 1128 (1999).
- [125] L. D. Bell, R. P. Smith, B. T. McDermott, E. R. Gertner, R. Pittman, R. L. Pierson and G. Sullivan. *Metal/GaN Schottky barriers characterized by ballistic-electron-emission microscopy and spectroscopy*. J. Vac. Sci. Tech. B, **16**(4), 2286 (1998).
- [126] E. G. Brazel, M. A. Chin and V. Narayanamurti. *Direct observation of localized high current densities in GaN films*. Appl. Phys. Lett., **74**(16), 2367 (1999).
- [127] L. D. Bell, R. P. Smith, B. T. McDermott, E. R. Gertner, R. Pittman, R. L. Pierson and G. J. Sullivan. *Modification of GaN Schottky barrier interfaces probed by ballistic-electron-emission microscopy and spectroscopy*. Appl. Phys. Lett., **76**(13), 1725 (2000).
- [128] M. Kozhevnikov, V. Narayanamurti, C. V. Reddy, H. P. Xin, C. W. Tu, A. Mascarenhas and Y. Zhang. *Evolution of GaAs<sub>1-x</sub>N<sub>x</sub> conduction states and giant Au/GaAs<sub>1-x</sub>N<sub>x</sub> Schottky barrier reduction studied by ballistic electron emission spectroscopy*. Phys. Rev. B, **61**(12), R7861 (2000).
- [129] H.-J. Im, B. Kaczer, J. P. Pelz and W. J. Choyke. *Ballistic electron emission microscopy study of Schottky contacts on 6H- and 4H-SiC*. Appl. Phys. Lett., **72**(7), 839 (1998).
- [130] B. Kaczer, H.-J. Im, J. P. Pelz, J. Chen and W. J. Choyke. *Direct observation of conduction-band structure of 4H- and 6H-SiC using ballistic electron emission microscopy*. Phys. Rev. B, **57**(7), 4027 (1998).
- [131] B. Kaczer and J. P. Pelz. *Ballistic-electron emission microscopy studies of charge trapping in SiO<sub>2</sub>*. J. Vac. Sci. Tech. B, **14**(4), 2864 (1996).
- [132] R. Ludeke, H. J. Wen and A. Schenk. *Quantum interference in SiO<sub>2</sub>: A conduction-band mass reappraisal*. Appl. Phys. Lett., **73**(9), 1221 (1998).

- [133] J. J. O'Shea, E. G. Brazel, M. E. Rubin, S. Bhargava, M. A. Chin and V. Narayanamurti. *Ballistic-electron-emission spectroscopy of  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$  heterostructures: Conduction-band offsets, transport mechanism, and band-structure effects.* Phys. Rev. B, **56**(4), 2026 (1997).
- [134] S. Bhargava, C. Zheng, J. Ko, M. A. Chin, L. A. Coldren and V. Narayanamurti. *Measurement of the AlGaInAs/AlGaAs conduction-band offset using ballistic electron emission spectroscopy.* Appl. Phys. Lett., **73**(22), 3271 (1998).
- [135] S. Bhargava, H.-R. Blank, E. Hall, M. A. Chin, H. Kroemer and V. Narayanamurti. *Staggered to straddling band lineups in InAs/Al(As, Sb).* Appl. Phys. Lett., **74**(8), 1135 (1999).
- [136] D. K. Guthrie, P. N. First, T. K. Gaylord, E. N. Glytsis and R. E. Leibenguth. *Electron-wave interference effects in a  $Ga_{1-x}Al_xAs$  single-barrier structure measured by ballistic electron emission spectroscopy.* Appl. Phys. Lett., **71**(16), 2292 (1997).
- [137] T. Sajoto, J. J. O'Shea, S. Bhargava, D. Leonard, M. A. Chin and V. Narayanamurti. *Direct Observation of Quasi-Bound States and Band-Structure Effects in a Double Barrier Resonant Tunneling Structure Using Ballistic Electron Emission Microscopy.* Phys. Rev. Lett., **74**(17), 3427 (1995).
- [138] C. Eder, J. Smoliner, R. Heer, G. Strasser and E. Gornik. *Probing of superlattice minibands by ballistic electron emission microscopy.* Physica E, **2**(1-4), 850 (1998).
- [139] R. Heer, J. Smoliner, G. Strasser and E. Gornik. *Ballistic electron emission microscopy on biased GaAs-AlGaAs superlattices.* Appl. Phys. Lett., **73**(21), 3138 (1998).
- [140] J. Smoliner, R. R. Heer, C. Eder and G. Strasser. *Electron refraction in ballistic electron-emission microscopy studied by a superlattice energy filter.* Phys. Rev. B, **58**(12), R7516 (1998).
- [141] M. E. Rubin, G. Medeiros-Ribeiro, J. J. O'Shea, M. A. Chin, E. Y. Lee, P. M. Petroff and V. Narayanamurti. *Imaging and Spectroscopy of Single InAs Self-Assembled Quantum Dots using Ballistic Electron Emission Microscopy.* Phys. Rev. Lett., **77**(26), 5268 (1996).
- [142] M. E. Rubin, H. R. Blank, M. A. Chin, H. Kroemer and V. Narayanamurti. *Local conduction band offset of GaSb self-assembled quantum dots on GaAs.* Appl. Phys. Lett., **70**(12), 1590 (1997).
- [143] C. V. Reddy, V. Narayanamurti, J. H. Ryou, U. Chowdhury and R. D. Dupuis. *Imaging and local current transport measurements of AlInP quantum dots grown on GaP.* Appl. Phys. Lett., **76**(11), 1437 (2000).



- [144] C. Eder, J. Smoliner and G. Strasser. *Local barrier heights on quantum wires determined by ballistic electron emission microscopy*. Appl. Phys. Lett., **68**(20), 2876 (1996).
- [145] J. Smoliner, C. Eder, G. Böhm and G. Weimann. *Low temperature current imaging tunneling spectroscopy on wet chemically etched quantum wires*. Appl. Phys. Lett., **69**(1), 52 (1996).
- [146] H. Sirringhaus, E. Y. Lee, U. Kafader and H. von Känel. *In situ ballistic-carrier spectroscopy on epitaxial  $\text{CoSi}_2/\text{Si}(111)$  and  $\text{Si}(100)$* . J. Vac. Sci. Tech. B, **13**(4), 1848 (1995).
- [147] E. Y. Lee, S. Bhargava, M. A. Chin and V. Narayanamurti. *Atomic and mesoscopic scale characterization of semiconductor interfaces by ballistic electron emission microscopy*. J. Vac. Sci. Tech. A, **15**(3), 1351 (1997).
- [148] E. Y. Lee, S. Bhargava, M. A. Chin, V. Narayanamurti, K. J. Pond and K. Luo. *Observation of misfit dislocations at the  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  interface by ballistic-electron-emission microscopy*. Appl. Phys. Lett., **69**(7), 940 (1996).
- [149] J. Vancea. *persönliche Mitteilung*.
- [150] G. Myburg, F. D. Auret, W. E. Meyer and H. Burger. *Fermi level pinning by various metal Schottky contacts on (100) OMVPE-grown n-GaAs*. Thin Solid Films, **249**(1), 95 (1994).
- [151] G. Myburg, F. D. Auret, W. E. Meyer, C. W. Louw and M. J. van Staden. *Summary of Schottky barrier height data on epitaxially grown n- and p-GaAs*. Thin Solid Films, **325**, 181 (1998).
- [152] T. Zhang, T. H. Shen, D. Greig, J. A. D. Matthew and M. Hopkinson. *A ballistic electron emission microscopy study of ferromagnetic thin films embedded in  $\text{Au}/\text{GaAs}(100)$* . J. Phys.: Condens. Matter, **15**, 6485 (2003).
- [153] Z. Liliental-Weber, R. Gronsky, J. Washburn, N. Newman, W. E. Spicer and E. R. Weber. *Schottky and Ohmic Au contacts on GaAs: Microscopic and electrical investigation*. J. Vac. Sci. Tech. B, **4**(4), 912 (1986).
- [154] R. J. Stirn. *Dependence of barrier height on energy gap in Au n-type  $\text{GaAs}/1-x/\text{P}/x/\text{Schottky diodes}$* . Appl. Phys. Commun., **1**(1), 43 (1981).
- [155] L. Stockman and H. van Kempen. *Ballistic electron emission microscopy and spectroscopy of the  $\text{Au}/\text{GaAs}(110)$  interface*. Surf. Sci., **408**, 232 (1998).

- [156] P. Schieffer, A. Guivarc'h, C. Lallaizon, B. Lépine, D. Sébilleau, P. Turban and G. Jézéquel. *Formation of a body-centered-cubic Fe-based alloy at the Fe/GaAs(001) interface*. Appl. Phys. Lett., **89**(16), 161923 (2006).
- [157] W. Chen, D. Mao, M. Santos, M. Shayegan, A. Kahn, P. S. Mangat, P. Soukiassian, L. T. Florez and J. P. Harbison. *Schottky barrier formation at nonreactive interfaces: Ga/GaAs(100) and Pb/GaAs(100)*. J. Vac. Sci. Tech. A, **11**(4), 854 (1993).
- [158] W. Tusch. *Nanometer-Mikroskopie der Elektronentransmission durch heterogene Au-Pt-Schichten und der dazugehörigen Schottky-Barrierenhöhen auf Silizium*. Diplomarbeit, Universität Regensburg (1996).
- [159] A. Olbrich, J. Vancea, F. Kreupl and H. Hoffmann. *Potential pinch-off effect in inhomogeneous Au/Co/GaAs<sub>67</sub>P<sub>33</sub>(100)-Schottky contacts*. Appl. Phys. Lett., **70**(19), 2559 (1997).
- [160] H. Palm, M. Arbes and M. Schulz. *Fluctuations of the Au-Si(100) Schottky Barrier Height*. Phys. Rev. Lett., **71**(14), 2224 (1993).
- [161] H.-J. Im, Y. Ding, J. P. Pelz and W. J. Choyke. *Nanometer-scale test of the Tung model of Schottky-barrier height inhomogeneity*. Phys. Rev. B, **64**(7), 3 (2001).
- [162] C. Eder, J. Smoliner, G. Strasser and E. Gornik. *Ballistic electron emission microscopy in liquid helium using low dimensional collector electrodes*. Appl. Phys. Lett., **69**(12), 1725 (1996).
- [163] J. Smoliner, C. Eder, G. Strasser and E. Gornik. *Ballistic Electron Emission Microscopy on Quantum Wires*. Phys. Stat. Sol. (b), **204**, 386 (1997).
- [164] D. L. Smith and S. M. Kogan. *Theory of ballistic-electron-emission microscopy of buried semiconductor heterostructures*. Phys. Rev. B, **54**(15), 10354 (1996).
- [165] D. Rakoczy, G. Strasser and J. Smoliner. *Cross-sectional ballistic electron emission microscopy for Schottky barrier height profiling on heterostructures*. Appl. Phys. Lett., **86**(20), 2021121 (2005).
- [166] D. Rakoczy, G. Strasser and J. Smoliner. *Cross Sectional Ballistic Electron Emission Microscopy for Schottky Barrier Height Profiling on Heterostructures*. Jap. J. Appl. Phys., **45**(3B), 2204 (2006).
- [167] D. S. Lipp. *REM-Aufnahme zur Evaluation eines Zeiss Ultra 55* (2006).
- [168] R. M. Feenstra. *Cross-sectional scanning tunnelling microscopy of III-V semiconductor structures*. Semicond. Sci. Technol., **9**, 2157 (1994).

- 
- [169] Y. Ohno, R. Terauchi, T. Adachi, F. Matsukura and H. Ohno. *Spin Relaxation in GaAs(110) Quantum Wells*. Phys. Rev. Lett., **83**(20), 4196 (1999).